www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

10e JAARGANG No. 5, blz. 129-156 MEI 1948

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN TELEVISIE-ONTVANGER MET GEPROJECTEERD BEELD

II. DE KATHODESTRAALBUIS

door J. de GIER.

621.397.62:621.385.832

Beschreven wordt de kathodestraalbuis type MW 6-2 voor televisiebeelden van ca 3,6 × 4,6 cm², die vergroot op een scherm (32 × 40 cm²) worden geprojecteerd. Zowel de focussering als de afbuiging van de electronenbundel geschiedt door een magnetisch veld. De anodespanning waarvoor de buis is bestemd, bedraagt 25 kV. Het „kanon" is een triodesysteem, voorzien van een vonkvanger. Teneinde een wit beeld te verkrijgen, wordt een mengsel van twee luminescerende stoffen gebruikt, die geel resp. blauw licht geven. Een belangrijk nieuw element in de constructie is de reflector in de vorm van een dun laagje aluminium, dat tegen de binnenzijde van het luminescerende scherm is aangebracht. Deze reflector werpt het achterwaarts uitgestraalde luminescentielicht naar voren, zodat het niet verloren gaat. Bovendien heeft hij een aantal andere gunstige effecten, o.a. een verbetering van het contrast tussen lichte en donkere partijen, en het voorkomen van het ontstaan van een zg. ionenvlek. Besproken wordt ook de kleuring van het glas, een verschijnsel dat is gebleken een gevolg te zijn zowel van röntgenstralen als van electronen die het glas binnendringen. Er is een soort glas ontwikkeld die geen kleuring vertoont.

In het vorige artikel [1]) van deze reeks over televisie-ontvangst — dat wij hier verder als I zullen aanhalen — werd reeds een aantal bezwaren opgesomd waartoe de methode met zg. „direct zicht" leidt, als men een beeld van flinke afmetingen verlangt. Kort samengevat, waren deze bezwaren de volgende. Om een grote kathodestraalbuis bestand te doen zijn tegen de druk van de atmosfeer, is men gedwongen, òf het buisvenster (de drager van het luminescerende scherm) een sterke kromming te geven, òf het glas zeer dik te maken. Het eerste veroorzaakt vertekening van het beeld, het tweede voert tot aanzienlijke glasdikten (enige cm bij de grootste buizen, die een middellijn van ca 50 cm hebben), waardoorheen men het beeld moet waarnemen; bovendien is zulk een ballon nauwelijks te hanteren. In beide gevallen dient men toch altijd rekening te houden met een kans op implosie en tegen dit gevaar maatregelen te nemen. Uiteraard is zulk een buis zeer kostbaar en vraagt zij grote afmetingen van de kast waarin zij moet worden ondergebracht.

De fabrikant van deze buizen kan hier nog enige bezwaren aan toevoegen: de machines voor het insmelten, het pompen en de overige bewerkingen zijn omvangrijk, voor het opslaan van de ballons en de voltooide buizen is veel ruimte nodig en de kosten van verpakking en vervoer zijn hoog.

Al deze bezwaren verdwijnen zo goed als geheel, als men overgaat tot het gebruik van een kleine kathodestraalbuis en het verkregen beeld vergroot projecteert. In het artikel I is de gewijzigde Schmidt-optiek beschreven die in het Philipslaboratorium voor dit doel is uitgewerkt. Afgeleid werd, dat een vermogen van 2,5 W in de kathodestraalbuis nodig is om aan het projectiebeeld van 32 × 40 cm² de helderheid van een goed bioscoopbeeld te geven, d.i. ca 32 k/m². Hoewel de buis een nog aanzienlijk grotere helderheid kan leveren, zullen wij ons in het volgende toch op deze getallen baseren.

De keuze van de buisspanning en -stroom, waarvan het product het genoemde vermogen moet vormen, werd in het artikel I nog in het midden gelaten. Het is hier de plaats iets nader in te gaan op deze kwestie, die ten nauwste samenhangt met het streven naar zo klein mogelijk afmetingen van

[1]) P. M. van Alphen en H. Rinia, Televisie-ontvangst met geprojecteerd beeld, I. De projectie-optiek, Philips techn. T. **10**, 97-106, 1948 (No. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de lichtvlek, die, over het venster heen en weer gaande, het beeld beschrijft. Met de diameter van de lichtvlek staan namelijk verscheidene hoofdmaten van de kathodestraalbuis en van de optiek in onmiddellijk verband, hetgeen men als volgt kan inzien. In het ideale geval is de lichtvlek scherp begrensd en zo klein dat de lijnen van het televisiebeeld juist naast elkaar vallen. De hoogte van het beeld op het buisvenster is dus in eerste benadering gelijk aan het aantal lijnen [2]) maal de vlekdiameter. Uit deze beeldhoogte volgt de beeldbreedte, die in een gegeven verhouding tot de hoogte staat, en dus ook de diagonaal, die de venstermiddellijn bepaalt (bij de Britse televisie bijv. is de breedte 5/4 × de hoogte, de diagonaal dus 6,4/4 × de hoogte; bij de Amerikaanse televisie zijn deze verhoudingen resp. 4/3 en 5/3). Hoe kleiner men de vlek kan maken, des te kleiner kunnen dus ook de kathodestraalbuis en de bijbehorende optiek worden.

Keuze van stroom en spanning

De lichtvlek is in werkelijkheid niet scherp begrensd, doch vertoont een helderheid die in het midden het grootst is en naar buiten toe geleidelijk afneemt. Definiëren we als „de" vlekdiameter d de middellijn van de cirkel waarop de helderheid de helft is van die in het centrum, dan kan men voor d de volgende formule afleiden [3]):

$$d = C\left(\frac{I_a}{V_a \cdot j_k}\right)^{\frac{1}{2}},$$

waarin I_a en V_a de stroom door, resp. de spanning aan de buis, en j_k de stroomdichtheid aan de kathode voorstellen, terwijl C een factor is, die hier verder buiten beschouwing moge blijven. Om een zo klein mogelijke vlek te krijgen, moet men volgens deze formule de stroomsterkte klein kiezen, daarentegen de spanning aan de buis en de stroomdichtheid aan de kathode zo hoog mogelijk opvoeren. Bij het verhogen van de stroomdichtheid dreigt men natuurlijk in conflict te komen met de wens, de buis een zo lang mogelijke levensduur te geven. Het opvoeren van de spanning leidt eveneens tot een grens waarboven de moeilijkheden onevenredig sterk toenemen. Deze blijken echter nog zeer goed overkomelijk te zijn bij een spanning van 25 kV, welke waarde dan ook is gekozen voor de aanstonds te beschrijven buis [4]). Uiteraard zijn er maatregelen genomen die het onmogelijk maken dat men met deze spanning in aanraking komt. Uit het vermogen van 2,5 W dat nodig is om een behoorlijke helderheid op het projectiescherm te krijgen, volgt dan een stroomsterkte van 0,1 mA. Inderdaad wordt hiermee bij een beeldhoogte van 3,6 cm een goede lijndefinitie verkregen, zelfs nog bij het grote aantal lijnen (567) waarmee de experimentele zender te Eindhoven werkt. Hieruit volgt voor de vlekdiameter ca 70 μ [5]). De kathodestraalbuis heeft echter zoveel reserve dat hogere stroompieken (tot 0,5 mA) toelaatbaar zijn, zodat men desgewenst de helderheid plaatselijk nog aanmerkelijk kan opvoeren (tot ca 120 k/m², d.i. ca 35 footlambert). Weliswaar wordt dan de vlekdiameter groter en het beeld dus minder scherp, doch zolang deze onscherpte beperkt blijft tot enkele „hoge lichten", behoeft zij niet hinderlijk te zijn.

Dat bij verhogen van de stroomsterkte de vlek groter zal worden, is te zien uit de gegeven formule voor d, indien men bedenkt dat dan een groter oppervlak van de kathode aan de emissie gaat deelnemen, zodat j_k minder snel stijgt dan I_a. Bovendien kan bij grote stromen een effect van belang worden dat bij het afleiden van de formule werd verwaarloosd, namelijk de onderlinge afstoting der electronen in de bundel. Ook hierdoor heeft de vlek de neiging groter te worden.

Uit de genoemde beeldhoogte van 36 mm volgt dat de diagonaal ca 60 mm lang is, zodat de diameter van het venster ca 65 mm moet bedragen.

Magnetische of electrische focussering en afbuiging?

Zowel voor het focusseren van de electronenbundel als voor het afbuigen er van heeft men de keus tussen het gebruik van een electrisch en van een magnetisch veld. In het geval van een kathodestraalbuis voor televisie-ontvangst met projectie verdient voor beide doeleinden het gebruik van een magnetisch veld de voorkeur, in tegenstelling met wat het geval is bij bijv. een normale oscillograafbuis. Ten dele hangt deze voorkeur samen met de hoge spanning, die voor de televisiebuis nodig is.

Beschouwen wij eerst de afbuiging. Zou men deze langs electrostatische weg willen bewerkstelligen, dan had men tussen de afbuigplaten een „zaagtand"-vormige spanning met een zeer grote amplitude nodig (van de orde van 1000 V), wegens de grote snelheid der electronen. Het opwekken van zulk een hoge zaagtandspanning, die aan

[2]) De tegenwoordig gebruikelijke aantallen lijnen zijn: 405 bij de Britse, 455 bij de Franse en 525 bij de Amerikaanse televisie.

[3]) Vgl. bijv. G. A. Morton, Electron guns for television application, Rev. Mod. Phys. **18**, 362-378, 1946.

[4]) Een bijzonder geschikte apparatuur voor het verkrijgen van deze hoge gelijkspanning zal het onderwerp vormen van een volgend artikel in deze reeks.

[5]) Tijdens het terugspringen van de lichtvlek van beneden naar boven gaat ca 10% van het genoemde aantal lijnen verloren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

strenge eisen van lineariteit moet voldoen, is niet eenvoudig. Bovendien zou uit de hoge gelijkspanning over de buis nog de volgende moeilijkheid voortvloeien. Aardde men de anode (zoals gebruikelijk is bij een oscillograafbuis), dan zou het ontvangtoestel, dat het videosignaal aan kathode en stuurrooster van de kathodestraalbuis levert, op een hoge (negatieve) spanning ten opzichte van aarde komen te staan. Indien men daarentegen de kathode aardde, zouden de generatoren van de zaagtandspanningen een hoge (positieve) spanning tegen aarde krijgen. In beide gevallen komt men een lijntje. Bij magnetische afbuiging doet zich in principe eveneens zulk een vervorming voor, zij het ook ten gevolge van een andere oorzaak: in alle punten van de doorsnede van de electronenbundel is het afbuigende magnetische veld niet precies even sterk, zodat de electronen niet alle evenveel zullen worden afgebogen. Men kan echter de doorsnede van de bundel zo klein houden dat daarbinnen de inhomogeniteit van het veld is te verwaarlozen.

Wat nu de focussering betreft, voor de magnetische methode pleit hier de grote eenvoud, die het electrodensysteem (het „kanon") dan kan ken-

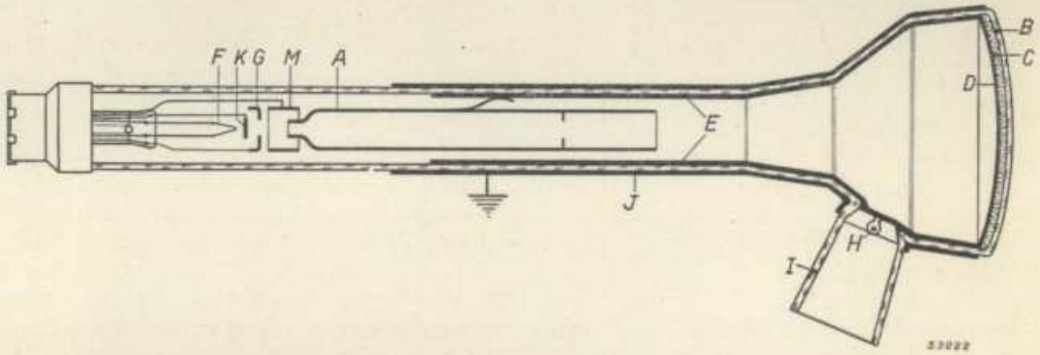


Fig. 1. Doorsnede van de kathodestraalbuis type MW 6-2 voor televisie-ontvangst met geprojecteerd beeld. F = gloeidraad, K = indirect verhitte oxydkathode, G = rooster, A = anode (de vorm dezer electroden is slechts schematisch weergegeven), B = bolvormig gekromd venster, C = luminescerend scherm, D = reflector, E = geleidende laag (voortzetting van D, tevens verbinding met A), H = anode-aansluiting, I = isolator ter verlenging van de kruipweg tussen de anode-aansluiting en de geaarde geleidende buitenbekleding (J), M = zg. vonkvanger (welke later ter sprake komt).

voor onaangename complicaties te staan. Bij magnetische afbuiging vervallen deze moeilijkheden. De spoelen die de magnetische afbuigvelden opwekken [6]), staan electrisch los van de buis en kunnen dus op aardpotentiaal worden gehouden. Men kan dan de kathode aarden, zodat ook bij het ontvangtoestel het isolatieprobleem zich niet voordoet.

Een derde argument voor magnetische afbuiging is hierin gelegen dat bij deze afbuiging een bepaalde fout in veel mindere mate optreedt dan bij electrostatische afbuiging [7]). In dit laatste geval namelijk heeft de spanning tussen de deflectieplaten tot gevolg dat de electronen aan de kant van de positieve plaat worden versneld, en die aan de zijde van de negatieve plaat vertraagd. De versnelde electronen worden over een kleinere hoek afgebogen dan de vertraagde, zodat de lichtvlek, die cirkelvormig is zolang zij zich in het midden van het venster bevindt, bij afbuiging wordt uitgerekt tot merken. Dit systeem, waarop wij aanstonds terugkomen, behoeft dan namelijk slechts te bestaan uit een kathode, een rooster en een anode, zoals schematisch in *fig. 1* is weergegeven. De om de buishals geplaatste focusseringsspoel staat, evenals de afbuigspoelen, op aardpotentiaal.

Constructieve bijzonderheden van de nieuwe kathodestraalbuis

In het artikel I werd er aan herinnerd dat Philips reeds in 1937 een kathodestraalbuis voor projectieontvangst van televisie in de handel bracht [8]). Sindsdien zijn er belangrijke verbeteringen in de constructie aangebracht; enige er van willen wij hier bespreken. Het uiterlijk van de nieuwe buis (type MW 6-2) is weergegeven bij *3* in *fig. 2*, de karakteristiek I_a als functie van de roosterspanning V_g in *fig. 3*.

Het electrodensysteem

Van een electrodensysteem voor een kathodestraalbuis moet men verlangen dat het een voldoend

[6]) Ook de apparatuur die de zaagtandvormige stromen voor deze spoelen levert, zal in een volgend artikel worden besproken.

[7]) Zie bijv. fig. 5 en de bijbehorende tekst van het artikel van J. de Gier en A. P. van Rooy, Verbeteringen in kathodestraalbuizen, Philips techn. T. **9**, 181-185, 1947 (No. 6).

[8]) M. Wolf, Televisie-ontvangst met geprojecteerd beeld, Philips techn. T. **2**, 249-253, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

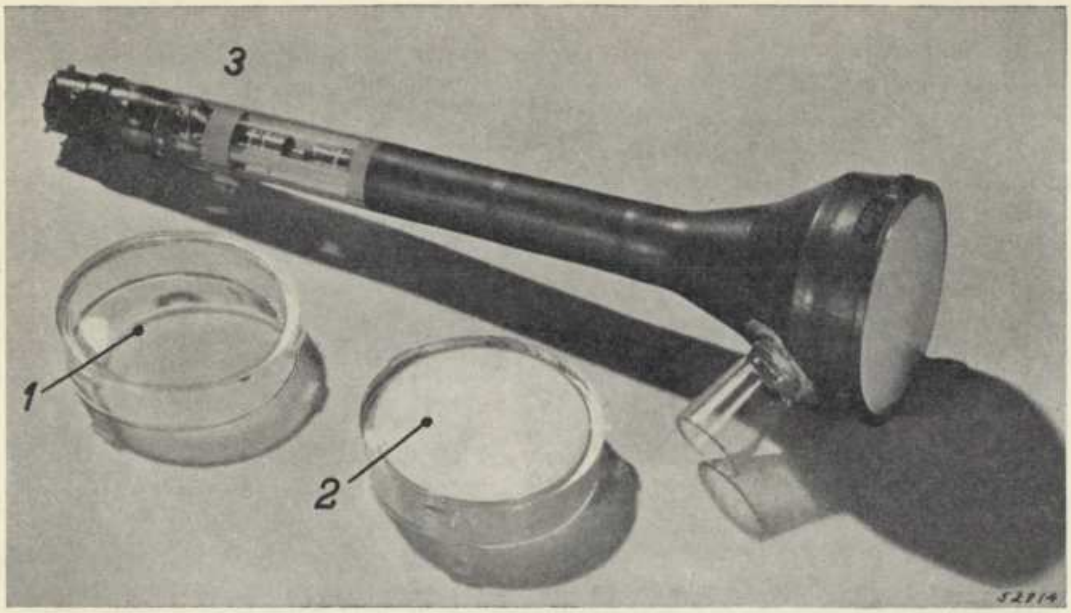


Fig. 2. *1* = buisvenster vóór, *2* = idem na het aanbrengen van het luminescerende scherm. *3* = complete buis MW 6-2.

„slanke" electronenbundel levert. In de eerste plaats is dit nodig, zoals wij zagen, om de bovenvermelde afbeeldingsfout, die bij deflectie optreedt, gering te houden. Doch bovendien moet de grootste middellijn van de bundel zo klein zijn dat ook de maximaal afgebogen electronen nog op een zekere afstand van de rand der anode en van de buiswand verwijderd blijven. Anderzijds echter mag de bundel ook niet zo dun zijn dat de onderlinge afstoting der electronen merkbaar zou bijdragen tot de onscherpte van de lichtvlek.

Voorts moet het kanon zo zijn ingericht dat de karakteristiek $I_a = f(V_g)$ voldoende steilheid vertoont.

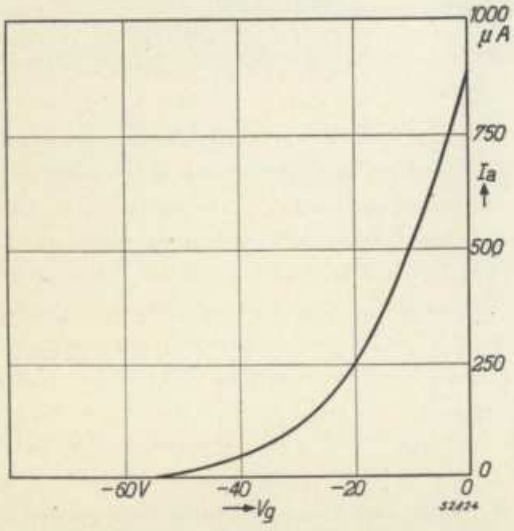


Fig. 3. Karakteristiek (anodestroom I_a als functie van de roosterspanning V_g) van de kathodestraalbuis MW 6-2, voor de normale waarde van de gloeispanning en de anodespanning (6,3 V resp. 25 000 V).

In het verleden heeft men gemeend dat aan het bovenstaande alleen kon worden voldaan door middel van vrij ingewikkelde constructies, bijv. een tetrode-systeem, waarvan een „zuiganode" deel uitmaakt. Het is echter gebleken dat men ook met een triode-systeem een zodanig veldverloop kan verkrijgen dat aan de genoemde wensen wordt voldaan, en wel dank zij een of meer van de volgende maatregelen: een geschikte vormgeving aan de anode en aan het profiel van de opening in het rooster, een gunstige keuze van de afstand tussen anode en rooster, en het plaatsen van een met de kathode verbonden ring tussen anode en rooster (welke ring, zoals aanstonds zal blijken, nog een andere functie heeft).

Een triode-systeem, zoals in *fig. 4* is afgebeeld, is hier om verschillende redenen verre te verkiezen boven de oudere, ingewikkelder constructies. Bij deze laatste was het geen gemakkelijke taak, de nauwe opening in het rooster en die in de zuiganode met de vereiste nauwkeurigheid te centreren en gecentreerd te houden. Bij een triode-systeem daarentegen biedt de centrering van het rooster ten opzichte van de anode, die een vrij grote opening heeft, geen bijzondere moeilijkheden. Zeer goed voldoet hierbij een reeds in dit tijdschrift beschreven systeem [9]), waarbij de electroden worden gesteund door keramische isolatoren. Deze hebben de vorm

[9]) Zie fig. 4 van het in noot [7]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van een staafje, voorzien van een groef die is gevuld met poederglas waarin de electrodensteunen zijn vastgesmolten.

Een bijzonderheid van het in de buis MW 6-2 toegepaste triode-systeem is de zg. vonkvanger. Dit is de reeds genoemde ringvormige electrode (*M* in fig. 4), die tussen het rooster en de anode is geplaatst en met de kathode is verbonden. Het doel van deze vonkvanger is het volgende. Indien er in de buis wat gas zou zijn vrijgekomen — bijv. ten gevolge van overbelasting —, dan zou dit, bij de gebruikte hoge anodespanning, aanleiding kunnen geven tot een ontlading tussen anode en kathode.

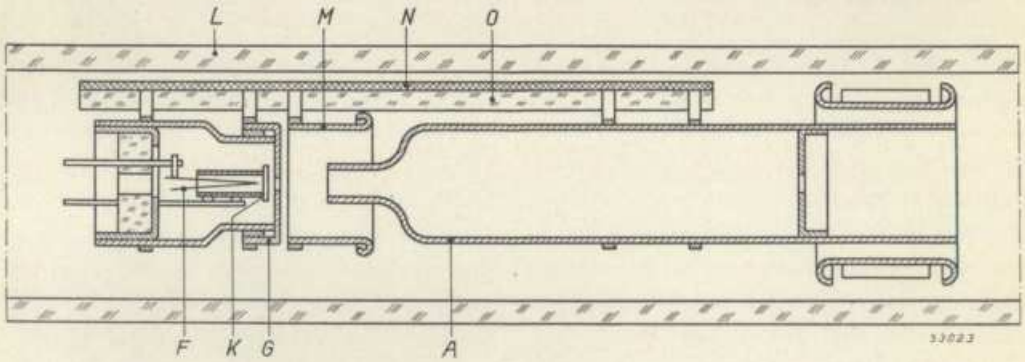


Fig. 4. Doorsnede van het „kanon" van de kathodestraalbuis MW 6-2, ongeveer tweemaal vergroot. *F* = gloeidraad, *K* = kathode, *G* = rooster, *A* = anode, *L* = buiswand, *M* = vonkvanger, *N* = keramische steunisolator met glasvulling *O*.

Deze ontlading zou het rooster kunnen treffen en tijdelijk de roosterspanning zo hoog positief maken, dat de kathode ernstig werd beschadigd [10]). De vonkvanger nu is zo geplaatst dat een eventuele ontlading alleen tussen hem en de anode kan plaats vinden, en wel zodanig dat het rooster daarbij buiten schot blijft. De vonkvanger wendt dus, indien er een overslag zou plaats hebben, het gevaar voor schade aan de buis af.

Het buisvenster en de luminescerende stoffen

Zoals ook reeds in het artikel I ter sprake kwam, moet bij het gebruik van een Schmidt-systeem als projectie-optiek het venster van de kathodestraalbuis bolvormig gekromd zijn om een scherpe afbeelding op een vlak scherm mogelijk te maken [11]). De kromtestraal moet ongeveer de helft bedragen van die van de holle spiegel. Het buisvenster bestaat uit een afzonderlijk vervaardigd stuk geperst glas (*1*, fig. 2), waarvan het oppervlak zo nodig nabewerkingen heeft ondergaan, zoals slijpen en polijsten. Nadat op de binnenzijde het luminescerende scherm is aangebracht (*2*, fig. 2), wordt het venster aan het conische gedeelte van de ballon gesmolten.

Om de blauwwitte tint te krijgen die voor ongekleurde televisiebeelden het beste voldoet, wordt een mengsel van twee luminescerende stoffen toegepast, namelijk een geel en een blauw licht gevende stof [12]), in een zodanige mengverhouding dat de kleurtemperatuur omstreeks 6500 °K bedraagt. Men dient stoffen te kiezen die slechts kort nalichten, daar het nalichtverschijnsel aanleiding zou geven tot hinderlijke lichtvegen achter snel bewegende objecten in het televisiebeeld. In het zoëven aangehaalde artikel [12]) zijn een aantal silicaten en sulfiden genoemd waarmee goede resultaten zijn te verkrijgen.

Reflector achter het luminescerende scherm

Een belangrijke verbetering is de spiegelende laag metaal die is aangebracht tegen de achterzijde van het luminescerende scherm, zodat het achterwaarts uitgestraalde licht wordt teruggekaatst en mede tot de helderheid van het beeld bijdraagt. De laag mag natuurlijk geen belemmering vormen voor de electronen van de bundel, die er doorheen moeten dringen; zij moet dus zeer dun zijn. Hoewel het idee van zulk een reflector oud is, werd dit tot omstreeks 1940 niet op noemenswaardige schaal toegepast, daar de verwezenlijking toen nog niet bevredigend was gelukt. Als men namelijk te werk gaat op de voor de hand liggende manier, die hierin bestaat dat men een geschikt metaal verdampt en de damp rechtstreeks op het luminescerende scherm laat neerslaan, dan verkrijgt men gewoonlijk een

[10]) Vgl. H. C. Hamaker, H. Bruining en A. H. W. Aten Jr, On the activation of oxide-coated cathodes, Philips Res. Rep. **2**, 171-176, 1947 (No. 3).

[11]) Van buiten beschouwd, moet de buis hier een bol venster vertonen, in tegenstelling tot de buis van 1937 (zie noot [8])), die werd gebruikt in combinatie met een lens en een hol venster had.

[12]) F. A. Kröger, Toepassingen van luminescerende stoffen, Philips techn. T. **9**, 216-223, 1947 (No. 7).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

averechts resultaat: de lichtopbrengst is kleiner dan het geval zou zijn zonder de metaallaag, in plaats van bijna twee maal zo groot, zoals men theoretisch zou verwachten. In hoofdzaak is dit slechte resultaat een gevolg van de korrelige structuur van de luminescerende stoffen, waarvan het oppervlak als het ware een berglandschap vormt. Het verdampte metaal slaat voornamelijk neer op de toppen der bergen en in de dalen, en slechts in geringe mate op de hellingen. Op deze laatste blijft de laag min of meer doorzichtig, zodat zij daar minder licht reflecteert. Nog schadelijker is het metaal dat terecht komt in dalen die zo diep zijn dat zij tot op het glas reiken: het vormt daar een laag die ten dele het voorwaarts uitgestraalde licht absorbeert of naar achteren werpt.

Tijdens de oorlog is in verscheidene landen gewerkt aan procédé's voor het verkrijgen van een goed reflecterende laag. De gevonden oplossingen berusten op een van de twee volgende principes: 1) men brengt op de luminescerende laag eerst een vulstof aan die de dalen juist opvult, en laat op de zo verkregen „hoogvlakte" het metaal neerslaan; 2) men spant over de bergtoppen een vlies, dat als onderlaag voor het metaal dienst doet. Dit laatste procédé wordt in de Philips-projectiebuis toegepast. Volgens de te Eindhoven uitgewerkte werkwijze bestaat het vlies uit een organische stof, die, nadat de metaallaag is aangebracht, kan worden verwijderd door verbranding of verdamping.

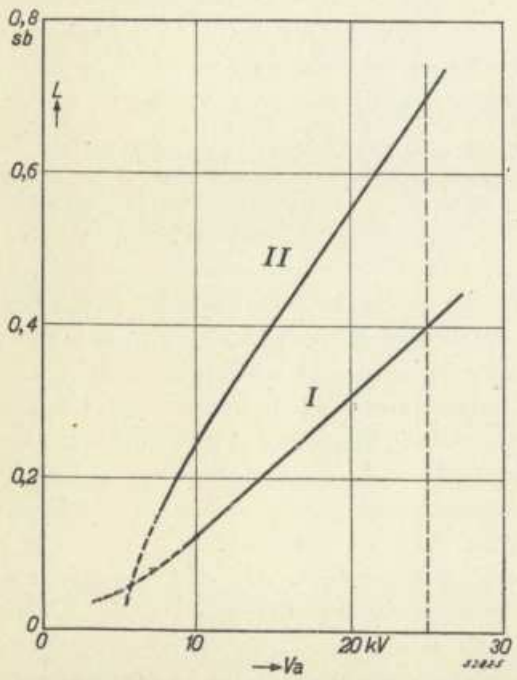


Fig. 5. Helderheid L (in stilb, = k/cm²) van een kathodestraalbuis in voorwaartse richting als functie van de anodespanning V_a. I) zonder, II) met reflector achter het luminescerende scherm. In beide gevallen bedroeg de anodestroom 200 μA.

Als metaal voor de reflector wordt algemeen aluminium gebruikt, dat een aantal eigenschappen in zich verenigt die gunstig zijn voor het beoogde doel. Het reflectievermogen voor licht is hoog (85% kan men gemakkelijk bereiken), terwijl het wegens zijn vrij laag atoomgewicht (27) goed doordringbaar is voor electronen. Men kan het gemakkelijk verdampen, bijv. van een electrisch verhitte wolfraam- of molybdenium-draad af. Het laagje oxyde, Al_2O_3, dat ontstaat tijdens het verhitten van de ballon en het pompen, is doorzichtig en schaadt het reflectievermogen niet. Het is zelfs gunstig, daar het de onderliggende aluminiumlaag beschermt tegen chemische aantasting tijdens het fabricageproces en tegen verstuiving door de er op vallende electronen.

De laag aluminium moet zo dik zijn dat zij ondoorzichtig is, maar tevens zo dun dat zij slechts weinig energie der electronen absorbeert. Het eerstgenoemde is reeds het geval bij een dikte van 0,5 μ. Dat althans snelle electronen in zulk een laagje weinig energie verliezen, is begrijpelijk als men weet dat de indringdiepte van electronen met 25 kV snelheid 5 tot 10 μ bedraagt [13]) (al naar de definitie die men van indringdiepte wil geven).

In *fig. 5* is als functie van de spanning de helderheid uitgezet die het buisvenster in voorwaartse richting bij een bepaalde stroomsterkte bezit, I) zonder, II) met reflector. Men ziet dat bij 25 kV de reflector een winstfactor van ca 1,8 oplevert, en dat bij lagere spanningen deze factor afneemt. (Ook hierin ligt dus een argument om te werken met zo hoog mogelijke spanning aan de buis.)

Andere gunstige effecten van de reflector

De gunstige werking van de reflector is niet beperkt tot een verhoging van de nuttige hoeveelheid licht. Van zijn verdere goede eigenschappen noemen we in de eerste plaats het grote electrische geleidingsvermogen, dat het optreden verhindert van potentiaalverschillen tussen de anode en het luminescerende scherm en tussen verschillende plaatsen van dit laatste. Dientengevolge is men vrijer in de keuze van de luminescerende stoffen, daar men nu ook stoffen kan gebruiken die wegens haar zwakke secundaire emissie voorheen niet in aanmerking kwamen. Het gebruik van stoffen met

[13]) Zie bijv. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, Heidelberg 1925; E. Rutherford, J. Chadwick and C. D. Ellis, Radiations from radioactive substances, Cambridge 1930, hfdst. XIV; F. Rasetti, Elements of nuclear physics, London and Glasgow 1937, blz. 68. Samengevat is dit in het artikel van W. de Groot, Het verband tussen doordringingsvermogen en snelheid voor verschillende elementaire deeltjes, Ned. T. Nat. 4, 268-275, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een gebrekkige secundaire emissie zou namelijk bij afwezigheid van de metaallaag leiden tot plaatselijke negatieve ladingen op het scherm, die de electronenbundel zouden afstoten tot de lading voldoende was afgevloeid. Het beeld zou dan onregelmatig wapperende vlekken vertonen.

Voorts bewerkt de aluminiumlaag een aanzienlijke verbetering van het contrast tussen de lichte en donkere partijen van het beeld. Was de laag er niet, dan zou een heldere partij op het luminescerende scherm licht kunnen toestralen aan een donker gedeelte (zowel rechtstreeks, langs een koorde van het gekromde venster, als via terugkaatsing op de binnenwand van de ballonconus); door verstrooiing in de laag zou dit licht ten dele ook naar de beschouwer gaan en aldus het oorspronkelijke contrast verzwakken.

Ten slotte zij nog vermeld, dat de aluminiumlaag een afdoend middel is tegen het verschijnsel van de zg. ionenvlek. Tijdens het werken van de buis ontstaan er negatieve ionen (negatief geladen O-atomen, O_2-moleculen, OH-groepen enz.), die voortkomen uit gasresten of eventueel uit de kathode worden vrijgemaakt. Daar de massa dezer ionen veel groter is dan die der electronen, worden zij in het magnetische veld nagenoeg niet afgebogen. Zij zouden dus voortdurend het midden van het scherm treffen, dat dientengevolge ter plaatse geleidelijk in luminescentievermogen achteruit zou gaan, als er geen beschermende laag metaal aanwezig was. Mettertijd zou dan ook het beeld in het midden een donkere vlek gaan vertonen, de zg. ionenvlek. Het aluminium houdt echter de ionen volkomen tegen, zodat men daarmee van de hinderlijke ionenvlek af is.

Kleuring van het glas

In kathodestraalbuizen begint zich bij hoge anodespanningen van ca 15 kV af een effect voor te doen dat bij lagere anodespanningen onbekend is. Wij bedoelen de kleuring van het glas van het buisvenster. Na langdurig gebruik ziet men op de uitgeschakelde buis de rechthoek van het televisiebeeld afgetekend in een bepaalde kleur (paars, bruin of zwart, al naar de samenstelling van het glas). Het verschijnsel kan tot een lichtabsorptie van wel 20% leiden. Erger nog dan dit lichtverlies is de onaangename tint die het beeld aanneemt.

Dit verschijnsel hebben wij uitvoerig onderzocht. Daarbij is gebleken dat er twee oorzaken voor de kleuring zijn aan te wijzen: de zachte röntgenstralen, die het electronenbombardement op de luminescerende korrels verwekt, en de snelle electronen die rechtstreeks het glas treffen.

Zoals reeds uit de literatuur bekend was, kan de van röntgenstralen afkomstige kleuring tot verdwijning worden gebracht door verhitting van het glas tot 200-400 °C, of ook, op den duur, door blootstelling aan het daglicht.

Van een geheel ander type is de kleuring die bij vele soorten glas optreedt wanneer snelle electronen het glas treffen. In een kathodestraalbuis kan dit voorkomen als de luminescerende laag niet overal zo dik is dat de electronen er geheel in worden geabsorbeerd. Om een optimaal lichtgevend vermogen van de laag te bereiken, moet haar gemiddelde dikte tussen vrij nauwe grenzen liggen. Het blijkt dat bij deze dikte de electronen de laag althans op de dunnere plekken kunnen passeren en dan nog genoeg energie overhouden om in het glas te dringen. De hierdoor veroorzaakte kleuring is in veel mindere mate te verzwakken dan die welke wordt veroorzaakt door röntgenstralen. Zij is beperkt tot een zeer dunne laag, slechts enkele microns dik, terwijl daarentegen de kleuring door röntgenstralen zich wel een millimeter diep in het glas kan uitstrekken.

In diverse soorten glas treden de beide effecten in zeer verschillende mate op. Ons onderzoek heeft geleid tot de samenstelling van een soort glas die geen van beide kleuringsverschijnselen vertoont. Een beperkende factor bij dit onderzoek was uiteraard de eis dat het nieuwe glas en dat van het overige gedeelte van de ballon goed aaneen te smelten moeten zijn.

Geleidende lagen op de ballon

Zoals in alle kathodestraalbuizen, moet ook hier de binnenwand van de ballon zijn bedekt met een geleidende laag, die is verbonden met de anode, om lading van het glas te voorkomen. Voordat de boven beschreven reflector werd ingevoerd, mocht de ballonwand niet spiegelend zijn, daar anders hinderlijke reflecties van het beeld zouden ontstaan. Men was dus aangewezen op dofzwarte substanties als materiaal voor de geleidende laag, bijv. grafiet. Deze stof wordt veelal aangebracht in de vorm van zg. aquadag, d.i. colloïdaal grafiet, gesuspendeerd in een oplossing van organische bestanddelen in water; dit laatste werd na het aanbrengen van de aquadag verdampt. Nu heeft een stof als aquadag uit een oogpunt van fabricage twee bezwaren: 1) deeltjes grafiet die op de kathode terecht komen, benadelen sterk het emissieververmogen; 2) de organische bestanddelen geven gassen af, die niet dan door uiterst zorgvuldig pompen kunnen worden verwijderd.

Dank zij de reflector, die alle lichtuitstraling

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

naar achteren verhindert, behoeft men geen terugkaatsingen op de ballonwand meer te vrezen, zodat de geleidende laag op deze wand nu zonder bezwaar spiegelend kan zijn. Het ligt dan ook voor de hand, de aquadag geheel uit het inwendige van de buis te verbannen en in plaats hiervan eveneens aluminium te gebruiken, als voortzetting van de reflector. Dit wordt inderdaad in de buis type MW 6-2 gedaan. De laag dient tevens als verbinding tussen de eigenlijke anode (*A*) en de anode-aansluiting (*H*, fig. 1).

Wel wordt nog aquadag uitwendig gebruikt om een geleidende laag te vormen die aan aarde wordt gelegd (*J*, fig. 1). Deze laag vormt met de inwendige laag aluminium en het tussengelegen glas een condensator, die bijdraagt tot de afvlakking van de anodespanning. De capaciteit bedraagt ca 300 pF.

Gegevens betreffende focussering en afbuiging

Voor het focusseren van de electronenbundel dient de in *fig. 6* rechts zichtbare spoel *1*, waarvan het magnetische circuit bestaat uit ijzer met een luchtspleet van 1,2 cm. In dit circuit zijn ca 800 ampèrewindingen werkzaam. De spoel wordt gevoed uit het plaatstroomapparaat van het ontvangtoestel, over een regelbare weerstand, waarmee men de beste focussering kan instellen.

Voor de verplaatsing x van de lichtvlek op het scherm geldt voor de buis MW 6-2

$$x = 180\, lB,$$

waarin l de axiale lengte van de deflectiespoel (*2*, fig. 6) voorstelt (uitgedrukt in dezelfde eenheid als x) en B de magnetische inductie die heerst in de as van de spoel (in Wb/m²). Om met een 5 cm lange spoel de lichtvlek naar de rand van het 4,6 cm brede beeld te brengen, is dus een inductie nodig van $2{,}3/(180 \times 5) = 2{,}6 \cdot 10^{-3}$ Wb/m² (in e.m.e.: 26 gauss).

Bij een anodespanning van 25 kV en een anodestroom van 0,1 mA bedraagt de helderheid op het buisvenster ca 3600 k/m². In het artikel I werd

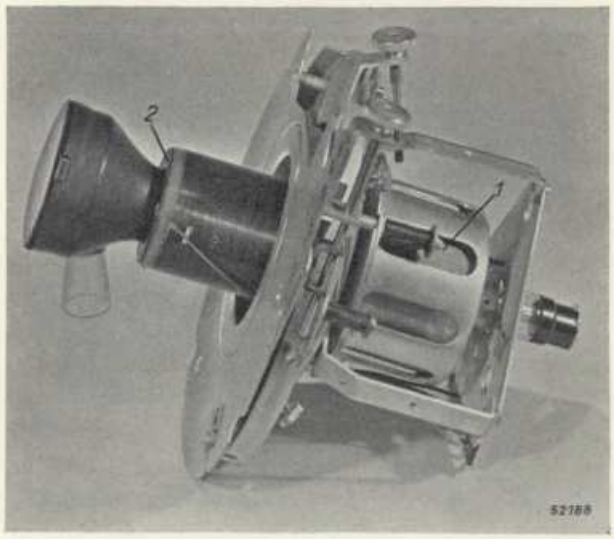


Fig. 6. De kathodestraalbuis geplaatst in de houder, die haar fixeert ten opzichte van de projectie-optiek (vgl. fig. 6 en 7 van het artikel I). *1* = focusseringsspoel, *2* = koker waarin zich de afbuigspoelen bevinden.

globaal berekend dat het venster een lichtsterkte van 5 kaars in de asrichting moest leveren — overeenkomende met een helderheid van ca 3000 k/m² — om het beeld op het matglas een helderheid van 32 k/m² te geven. De buis MW 6-2 is hiertoe dus ruimschoots in staat. Bovendien zijn, zoals reeds vermeld, stroompieken tot 0,5 mA toelaatbaar, zodat plaatselijk een nog veel grotere helderheid van het beeld kan worden bereikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET STABILISEREN VAN DE VERSNELLINGSSPANNING VOOR EEN ELECTRONENMICROSCOOP

door A. C. van DORSTEN. 621.385.833:621.316.722.1

De versnellingsspanning voor een electronenmicroscoop moet in hoge mate constant zijn. Aan speciale eisen moest worden voldaan bij het experimentele electronenmicroscoop dat in het Instituut voor Electronenmicroscopie te Delft is geplaatst, omdat de spanning daarbij in een uitgebreid gebied (van 50-150 kV) continu regelbaar moest zijn en het in dit interval bij iedere opname gedurende minstens 30 seconden nodig was de spanning binnen 0,2 $^0/_{00}$ constant te houden. Dit artikel beschrijft een methode waarbij een schakeling met een sterke mate van tegenkoppeling wordt gebruikt. Tevens wordt een oplossing aangegeven voor het probleem dat samenhangt met het optreden van relatief grote capacitieve stromen, een probleem dat kenmerkend is voor een inrichting welke bij een relatief hoge spanning een geringe stroom levert. Bij de gekozen methode wordt de vereiste spanningsconstantheid in hoofdzaak door twee regelbuizen tot stand gebracht.

Om ten volle profijt te kunnen trekken van het hoge scheidend vermogen dat bereikbaar is met electronenmicroscopen die van magnetische lenzen zijn voorzien, is het nodig er zorg voor te dragen, dat de versnellingsspanning van de electronen een grote mate van constantheid bezit. Nadat omstreeks 1934 de eerste magnetische electronenmicroscopen waren vervaardigd, heeft het nog een aantal jaren geduurd, voordat men zich bewust was van de eisen die in dit opzicht aan de electrische apparatuur moeten worden gesteld. In zekere zin is de vooruitgang van de bereikte resultaten parallel verlopen met het verbeteren van de spanningsconstantheid der installaties.

De toelaatbare spanningsvariaties

In een vorig artikel in dit tijdschrift [1]) is reeds aangegeven, waardoor variaties in de versnellingsspanning een grote invloed hebben op de beeldkwaliteit. Wanneer men een magnetische lens met een volkomen constante stroom bekrachtigt, is haar brandpuntsafstand evenredig met het potentiaalverschil dat de electronen hebben doorlopen. Electronen met verschillende snelheden komen dus niet in hetzelfde brandpunt bijeen. In de optische analogie betekent dit, dat de lenzen behept zijn met chromatische aberratie. Terwijl men in de optica door een combinatie van twee glassoorten deze lensfout kan opheffen, is het corrigeren van deze aberratie bij electronenlenzen in het algemeen onmogelijk.

Men kan daarom slechts variaties van de versnellingsspanning toelaten die aanleiding geven tot een onscherpte welke voldoende beneden het gewenste scheidend vermogen ligt, en die ook niet groter is dan de uit buiging en sferische aberratie resulterende beeldfout.

De axiale chromatische aberratie, dat is de langs de as gemeten variatie van de plaats van het beeld, is onafhankelijk van de gebruikte apertuur van de lens, maar de bijbehorende grootte van de verstrooiingscirkeltjes is recht evenredig hiermee. Indien men bij een gegeven toelaatbare onscherpte geen onnodig hoge eisen waaraan misschien ook niet te voldoen is, aan de spanningsconstantheid wil stellen, moet men de apertuur — die men door de grootte van het condensordiafragma en door de mate van bekrachtiging van de condensorlens kan regelen — niet zeer groot kiezen. In het algemeen zal zij kleiner moeten zijn dan overeenkomt met het afbeelden van de bron der electronenemissie, de kathode, op het object. Weliswaar is dit in strijd met de wens om een zo helder mogelijk beeld te krijgen, waarvoor de electronendichtheid in de bundel ter plaatse van het object zo hoog moet worden opgevoerd als het object kan verdragen. Men kan echter het verlies dat in dit opzicht door de vermelde defocussering van de condensor wordt geleden, gemakkelijk weer herstellen door de electronenemissie van de kathode te verhogen, dus door deze op een hogere temperatuur te doen gloeien. De verkorting van de levensduur der kathode, die hiervan het gevolg is, kan men zonder bezwaar op de koop toe nemen, aangezien de kathode gemakkelijk vervangbaar is.

In dit artikel wordt uiteengezet, hoe de versnellingsspanning gestabiliseerd is bij het electronenmicroscoop in het Instituut voor Electronenmicroscopie (Laboratorium voor Technische Physica der Technische Hogeschool) te Delft. De inrichting en de eigenschappen van dit instrument zijn beschreven in de onder [1]) geciteerde verhandeling. Een kwantitatieve beschouwing volgens de hierboven aangegeven lijnen, die wij hier niet zullen uitwerken, doet zien, dat voor dit electronenmicroscoop de spanningsvariaties niet groter mogen zijn dan ca $0{,}2^0/_{00}$. Daar het microscoop een experimenteel karakter draagt, is het zo geconstrueerd, dat de spanning

[1]) J. B. Le Poole, Een nieuw electronenmicroscoop met continu regelbare vergroting, Philips techn. T. **9**, 33-46, 1947 (No. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

continu regelbaar is van 50-150 kV. Er moest voor gezorgd worden, dat in dit uitgebreide spanningsgebied de vereiste mate van spanningsconstantheid voor iedere te kiezen spanning bereikt werd en dat deze gedurende een tijd van minstens 30 seconden behouden bleef. Dit is namelijk de tijd die onder normale omstandigheden voldoende geacht kan worden om zowel het beeld scherp in te stellen als het microgram op te nemen op een fotografische film.

Het principe der schakeling

Met de bovengenoemde eisen voor ogen kozen wij een schakeling, waarbij in de stroomkring een tweetal versterkbuizen is opgenomen, die op een zodanige wijze worden geregeld, dat de stroomsterkte in hoge mate onafhankelijk wordt van de spanning van de stroombron. Men kan deze regeling opvatten als een sterke mate van tegenkoppeling. De aldus verkregen constante stroom wordt door een zeer constante weerstand gezonden en het onder deze omstandigheden zeer constante potentiaalverschil over de weerstand vormt dan de spanningsbron met de gewenste eigenschappen.

In *figuur 1* is het principeschema van deze schakeling getekend. V_1 is de door een gelijkrichter geleverde spanning, L_1 en L_2 zijn de beide versterkbuizen en R_1 is de constante weerstand, die bij C zo is afgetakt, dat het gedeelte tussen C en B bijv. een duizendste deel is van de weerstand tussen A en B. Het punt B en daarmede de positieve zijde van de spanning op het electronenmicroscoop, is geaard. Het stuurrooster van L_1 is via een zeer constante normaalspanning V_2 aan de aftakking C verbonden. Ten gevolge van het spanningsverschil tussen B en C wordt het rooster van L_1 namelijk vrij sterk negatief ten opzichte van de kathode, maar door de compenserende spanning V_2 wordt het op een potentiaal gebracht die ten opzichte van de kathode slechts weinig negatief is, zodat de buis L_1 in haar bruikbare gebied van roosterspanningen werkt.

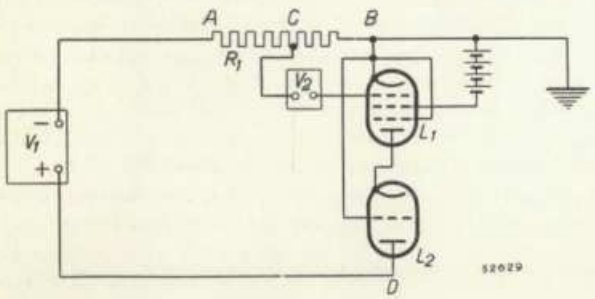


Fig. 1. Principeschema van de schakeling, toegepast voor de stabilisatie van de gelijkspanning van een electronenmicroscoop. V_1 = de door de gelijkrichter geleverde spanning, V_2 = een zeer constante normaalspanning, R_1 is een constante weerstand, L_1 een penthode en L_2 een triode. Het electronenmicroscoop wordt parallel aan de weerstand tussen A en B geplaatst.

Kleine veranderingen van de roosterspanning van L_1 veroorzaken nu grote veranderingen in de anodespanning. De bij deze schakeling verkregen spanningsversterking is practisch gelijk aan de versterkingsfactor van de penthode en deze kan gemakkelijk een waarde van ca 3000 hebben. Door de spanning die tussen kathode en anode van de penthode staat, als roosterspanning toe te voeren aan een tweede buis L_2 — zo nodig weer gecompenseerd door een tweede constante spanningsbron — bereikt men, dat de spanningsvariatie nog eens wordt versterkt. Indien men voor L_2 nu bijv. een triode met een spanningsversterking van 100 kiest, dan wordt de totale spanningsversterking 300 000 ×, dat wil dus zeggen dat een geringe variatie van de roosterspanning van L_1 300 000 maal zo groot tussen de kathode en de anode van L_2 zal optreden.

Het is gemakkelijk in te zien, dat de schakeling zich hardnekkig instelt op een constante stroom door de weerstand R_1. Neemt namelijk de spanning V_1 toe, dan zou bij toeneming van de stroom door R_1 het punt C ten opzichte van B een meer negatieve potentiaal verkrijgen, als gevolg waarvan de spanning over L_1 zou toenemen en dientengevolge eveneens die over L_2. De hogere spanning over de buizen L_1 en L_2 komt in mindering van de spanning V_1, zodat de onderstelde variatie van de spanning tussen A en B te niet gedaan wordt. De spanningsvariaties van V_1 komen dus slechts tot uiting als practisch even grote variaties van de spanning van punt D (in fig. 1) ten opzichte van B. Zolang de roosterpotentialen van L_1 en L_2 in het bruikbare gebied blijven, wordt op deze wijze een zeer stabiele schakeling verkregen.

De algemene regeleigenschappen van de hier beschreven schakeling kunnen wij verder onbesproken laten, daar zij geheel analoog zijn aan die van andere regelschakelingen, welke vroeger in dit tijdschrift behandeld zijn [2]). Wij zullen ons beperken tot de bijzonderheden die samenhangen met het feit, dat de electrische spanningen hier veel hoger en de stroomsterkten veel lager zijn dan bij de voor meet- en radiodoeleinden ontwikkelde schakelingen voor constante spanning.

De moeilijkheden veroorzaakt door de hoge spanning zijn hierbij niet gelegen in isolatieproblemen en dergelijke, maar in het optreden

[2]) H. J. Lindenhovius en H. Rinia, Een gelijkstroomvoedingsapparaat met gestabiliseerde spanning, Philips techn. T. **6**, 54-61, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van verschuivingsstromen, waarvan de gevolgen de regeleigenschappen zeer ongunstig kunnen beïnvloeden.

In *figuur 2* is de principeschakeling nog eens weergegeven, waarbij de hoogspanningstransformator T en de gelijkrichtbuis G ook zijn opgenomen,

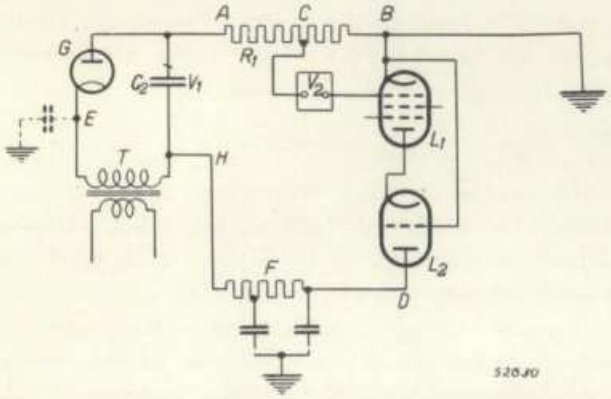


Fig. 2. Het principeschema van fig. 1 verder uitgebreid, doordat daarin zijn opgenomen de hoogspanningstransformator T en de gelijkrichtbuis G en een afvlakcondensator C_2, alsmede een filter F om de wisselspanning te elimineren, die het gevolg is van de capacitieve stroom van de hoogspanningsklem van de transformator naar aarde.

alsmede (gestippeld getekend) de capaciteit, die de hoogspanningsklem E van de transformator T ten opzichte van aarde bezit. Ten gevolge van de wisselspanning van dit punt vloeit via deze capaciteit een stroom die ook door de buizen L_1 en L_2 loopt. Deze capacitieve stroom kan een aanmerkelijke waarde hebben en in amplitude zelfs vele malen groter zijn dan de nuttige, door de inrichting geleverde gelijkstroom.

Bij de gelijkspanningsbronnen met zeer constante spanning, zoals die voor radio- en meetdoeleinden zijn ontwikkeld (vergelijk het artikel [2]), treedt deze capacitieve stroom van de voedingstransformator naar aarde in principe eveneens op, maar door de lage spanning en de relatief grote gelijkstroom is daar de verhouding tussen de ongewenste wisselstroom i_c en de af te geven gelijkstroom i_g van een geheel andere orde van grootte. In de hoogspanningsinstallatie voor een electronenmicroscoop kan de verhouding i_c/i_g gemakkelijk een factor 10^5 groter zijn dan bij zulk een apparaat voor lage spanning en grote stroomsterkte.

Het gevolg van deze capacitieve stroom naar aarde zou zijn, dat over de regelbuizen L_1 en L_2 in fig. 2 een aanzienlijke wisselspanning komt te staan, die de gehele regelwerking verstoort. Om hierin verbetering te brengen, kan, zoals de figuur aangeeft, in de schakeling een filter F worden opgenomen. Inderdaad is het mogelijk aldus deze storende spanning te elimineren, maar een daarmede gepaard gaande traagheid der regeling moet men dan voor lief nemen.

Een andere, meer effectieve methode om de ongewenste capacitieve stroom onschadelijk te maken bestaat daarin, dat een electrostatische afscherming wordt aangebracht, die bewerkt, dat deze stroom niet naar aarde vloeit, maar rechtstreeks naar de laagspanningsklem H van de voedingstransformator T. Deze afscherming moet de wikkelingen van T zo goed mogelijk omsluiten. Het ligt voor de hand daarvoor de bak van deze transformator te kiezen.

De aanwezigheid van de gloeistroomtransformator, welke in de schakeling van figuur 2 nodig is om de kathode van de gelijkrichtbuis G te voeden, is eveneens oorzaak van een capacitieve lekstroom naar aarde. Deze kan onschadelijk gemaakt worden door een tussentransformator te gebruiken en daarbij de tussenwikkelingen aan de afscherming te verbinden. In een gelijkrichter voor spanningen van de hier gewenste grootte, 160 kV, is uit practische overwegingen het gebruik van twee gelijkrichtbuizen in een spanningsverdubbeling-schakeling te verkiezen boven het gebruik van één enkele gelijkrichtbuis, daar dit de sperspanning tot de helft terugbrengt. In *figuur 3* is de uitbreiding van de principeschakeling, die van deze verbeteringen het gevolg is, weergegeven.

Bijzondere aandacht moet nog worden geschonken aan de snelheid van regelen. Een snelle, al of niet periodieke verandering van de hoge negatieve potentiaal van het punt A in fig. 1 moet zonder hinderlijke traagheid worden gevolgd door een overeenkomstige, zij het ook veel geringere, potentiaalverandering van het punt C in dezelfde figuur, waaraan het rooster van de regelbuis L_1 is ver-

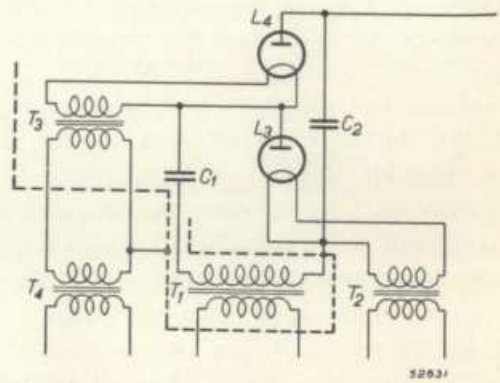


Fig. 3. Onderdeel van het principeschema, waarin wordt toegelicht, dat bij de gelijkrichter voor de hoge spanning een spanningsverdubbeling-schakeling is toegepast. T_1 is de hoogspanningstransformator, de gestippelde omgrenzing stelt de bak van deze transformator voor, die als een electrische afscherming fungeert. De gemeenschappelijke stroomkring van de transformatoren T_3 en T_4 is, ter afleiding van capacitieve stroom, aan de afschermbak van T_1 verbonden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bonden. Daar zich tussen A en C een weerstand van 10^8 ohm bevindt, zou een kleine capaciteit van het punt C tegenover aarde reeds een vertraging veroorzaken, waardoor de regeling niet onmiddellijk corrigerend zou werken, hetgeen betekent, dat aan de gestelde eis niet zou worden voldaan.

Hieraan kan tegemoet gekomen worden door de weerstand tussen A en C te overbruggen met een condensator. Deze zou dan ook parallel aan het electronenmicroscoop komen te staan. Dit nu is ongewenst, omdat deze condensator zich bij een storing met een grote, immers ongedempte, stroom zou ontladen in de ruimte tussen de kathode en de anode. Door met de condensator in serie een weerstand op te nemen kan voldoende demping worden verkregen om te bereiken, dat bij zulk een storing geen schade ontstaat in het electronenmicroscoop.

Verder willen we er nog op wijzen, dat het bij de practische uitvoering van deze schakeling gewenst bleek het apparaat dat de compensatiespanning V_2 levert, tussen punt B en de kathode van L_1 aan te sluiten in plaats van tussen C en het stuurrooster van L_1. Het was namelijk gewenst de ingangsroostercapaciteit van de penthode niet te vergroten met de capaciteit die deze inrichting onvermijdelijk bezit.

We hebben boven reeds medegedeeld, dat de vereiste mate van spanningsconstantheid behouden moet blijven gedurende minstens 30 seconden, de tijd die voldoende kan worden geacht om scherp in te stellen en een foto te nemen. Daartoe is niet alleen nodig, dat eventuële variaties van de netspanning worden gecompenseerd, maar ook mogen gedurende de genoemde tijd in de elementen der schakeling geen ontoelaatbare veranderingen optreden. De voornaamste wijziging die gevreesd moet worden, is een verandering van de weerstand R_1. Door de toepassing van een geschikte oliekoeling daarbij en door de keuze van een weerstandsdraad met een kleine temperatuurcoëfficient is bereikt, dat de schakeling ook in dit opzicht aan de gestelde eis voldoet.

Alvorens nu over te gaan tot een nadere beschrijving van de hoogspanningsinstallatie te Delft vestigen wij er nog de aandacht op, dat de eisen, die bij het ontwerpen van het experimentele electronenmicroscoop aldaar werden gesteld, sterk verschillen van wat gewoonlijk in deze techniek wordt verlangd. Enerzijds was de eis van continue instelbaarheid in een gebied van 100 kilovolt zeer ongewoon; anderzijds lieten de aard en de bestemming van het instrument de ontwerper vrijer in het vaststellen van de afmetingen van de installatie, die niet in een gegeven kleine ruimte behoefde te worden ondergebracht. Dit maakte het, om een voorbeeld te noemen, mogelijk om de hoge weerstand R_1, waaraan het eigenlijke microscoop is parallelgeschakeld, te vervaardigen uit metaaldraad. De weerstand kreeg daardoor voortreffelijke eigenschappen, maar veel grotere afmetingen dan wanneer bijv. koolweerstanden waren toegepast. De gebruikte weerstand is nl. gewikkeld op een cylinder, die niet minder dan 1,80 meter lang is!

Beschrijving van de installatie

De in dit artikel besproken hoogspanningsinstallatie is vervaardigd in het Philips-laboratorium te Eindhoven. In *figuur 4* is het schema ervan weergegeven.

Ter wille van de overzichtelijkheid verdelen wij de beschrijving van de installatie in drie delen: 1) de gelijkrichter voor de hoge spanning, 2) de constante weerstand, 3) de regelapparatuur met de compensatie-inrichting.

De gelijkrichter voor de hoge spanning

Om de boven vermelde reden werd voor het opwekken van de hoge gelijkspanning gebruik gemaakt van spanningsverdubbeling door middel van twee ventielen.

Daar over de schakeling, die bij deze gelijkrichter toegepast is, reeds vroeger in dit tijdschrift uitvoerig is geschreven [3]), is het niet nodig er thans op in te gaan. Voor de numerieke gegevens wordt verwezen naar het onderschrift van figuur 4.

De gloeidraden van de ventielen L_3 en L_4 worden via transformatoren gevoed. De secundaire wikkeling van de transformator die L_3 voedt, is geïsoleerd voor 20 kV. De gloeidraad van L_4 wordt gevoed via een transformator met een isolatie voor 180 kV, die primair op het net is aangesloten via een tussentransformator, die geïsoleerd is voor 20 kV en welks secundaire wikkeling evenals die van het ventiel L_3 verbonden is met de bak van de hoogspanningstransformator T_1, zulks ter afleiding van de capacitieve stroom, die, zoals boven is uiteengezet, anders naar aarde zou vloeien. Aan de bak van deze hoogspanningstransformator kan nog een metalen scherm worden bevestigd, dat de capacitieve stroom, van andere delen der installatie afkomstig, onschadelijk maakt.

De constante weerstand

De constante weerstand R_1 is gewikkeld van op een katoenen kern gespiraliseerde weerstandsdraad

[3]) Philips techn. T. **1**, 6-10, 1936; **2**, 161-165, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met een geringe temperatuurcoëfficient. Deze bewikkelde kern is zelf weer gewikkeld op een glazen cylinder van 12 cm middellijn, welke in een verticale zuil is ondergebracht, die bestaat uit in elkaar geschroefde ringen van hoogspannings-„Philite". Ringen van dezelfde soort alsmede overeenkomstige van grotere afmetingen zijn ook gebruikt voor de omhulsels van de hoogspanningscondensatoren C_1 en C_2, de gloeistroomtransformatoren van de gelijkrichtbuis L_4 en de gloeistroomtransformator T_7 van de kathode van het electronenmicroscoop.

Hoogspanningsweerstanden die op de aangegeven wijze zijn vervaardigd, kunnen soms onregelmatige afwijkingen in de weerstand vertonen, welke veroorzaakt worden doordat bij de vervaardiging onderbrekingen in de 15 μ dikke weerstandsdraad optreden die bij het aansluiten van de electrische spanning worden overbrugd door een plaatselijke verkoling van de katoenen kern. De zeer geringe verhogingen van de weerstand die daar het gevolg van zijn, blijven dikwijls aanvankelijk onopgemerkt. Om zulke fouten te elimineren werd bij het wikkelen van de kolom nagegaan, of de weerstand streng lineair toenam met de lengte van de opgewikkelde draad. Door een grafische contrôle werden de „zieke" plekken opgespoord, waarna de onderbreking werd overbrugd. Op deze wijze werd een weerstand verkregen, die aan de hoogste eisen voldoet.

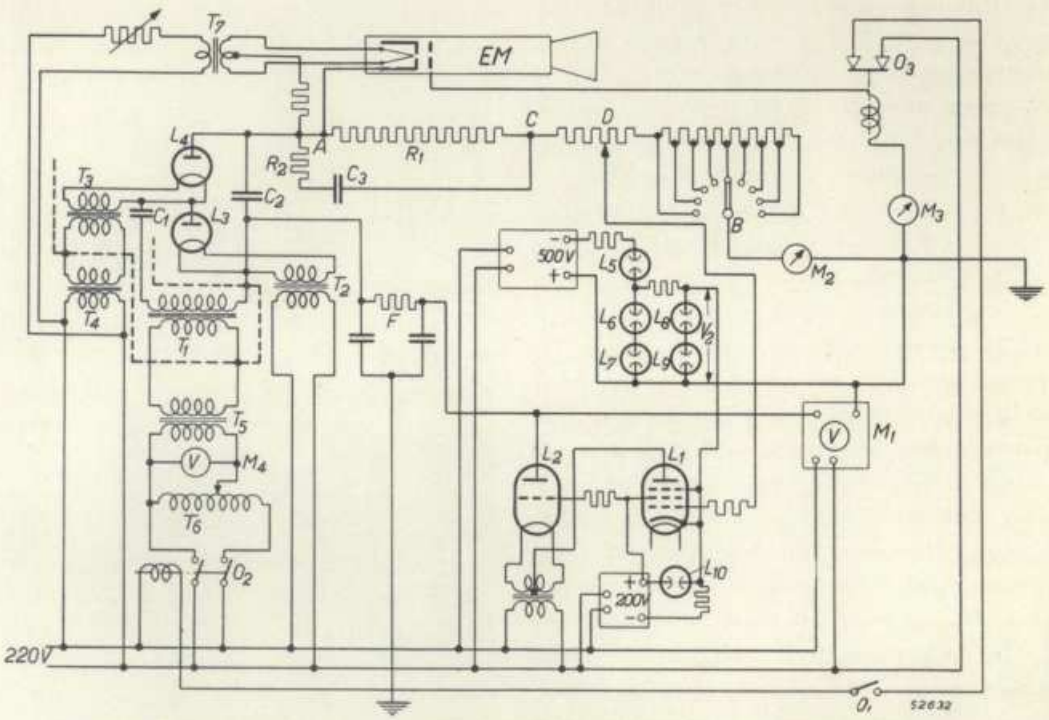


Fig. 4. Schakelschema van de hoogspanningsinstallatie van het experimentele electronenmicroscoop voor 150 kV in het Instituut voor Electronenmicroscopie te Delft. EM = electronenmicroscoop, L_1 en L_2 zijn een penthode en een triode, L_3 en L_4 twee gelijkrichtbuizen, L_5 tot L_{10} neon-stabiliseerbuizen, M_1 tot M_4 meetinstrumenten, O_1 tot O_3 schakelaars, T_1 tot T_7 transformatoren, F = een filter. De bak van de hoogspanningstransformator is weer met een streeplijn aangegeven. Voor zover de schakeling van dit schema betrekking heeft op de gelijkrichter voor de hoge spanning, wijzen wij nog op het volgende: De transformator T_1, die primair via de tussentransformator T_5 is aangesloten op de regeltransformator T_6, geeft secundair een spanning met een topwaarde welke maximaal 80 kilovolt bedraagt. C_1 is een condensator met een capaciteit van 0,05 μF. Deze condensator wordt bij maximale spanning, daar de belastingsstroom klein (1 à 2 mA) is, nagenoeg tot 80 kV, de topwaarde van de transformatorspanning, geladen via het hoogspanningsventiel L_3 (type 28121). De pulserende spanning met een amplitude van ca 2 × 80 kV, welke over dit ventiel staat, bewerkt, dat de condensator C_2, die een capaciteit van 0,025 μF heeft, via het ventiel L_4 wordt geladen tot een spanning van ongeveer 160 kV. De schakeling van de regelapparatuur is in de tekst nader toegelicht.

De regelapparatuur met de compensatie-inrichting

Een belangrijk onderdeel van de regelapparatuur is de compensatie-inrichting, die de uiterst constante spanning V_2 moet leveren. Een kleine gelijkrichter levert 500 volt gelijkspanning; door dubbele stabilisatie met achtereenvolgens drie en twee in serie geschakelde neon-stabiliseerbuizen L_5 tot en met L_9 (type 150A1) wordt hieruit de zeer con-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stante vergelijkingsspanning V_2 verkregen, welke samen met het potentiaalverschil tussen de punten B en D het spanningsverschil tussen rooster en kathode van de penthode L_1 (type EF6) bepaalt. Het rooster is rechtstreeks verbonden met het punt D, het loopcontact van een potentiometer. Het punt B is de contactarm van een uit weerstanden met constante eigenschappen bestaande aftakweerstand. Het is op deze wijze mogelijk de weerstand tussen de punten B en D in trappen en continu te regelen; bij iedere instelling behoort een zeer bepaalde stroom door de totale weerstand tussen A en B. Het verschil tussen de constante spanning V_2 en de spanning tussen de punten B en D brengt daarbij de regelbuis in het werkpunt. De instelling is zo, dat de anodespanning van de buis L_1 hierbij ongeveer 200 volt bedraagt.

De spanning tussen de anode van L_1 en aarde is nu tevens de spanning, die bij buis L_2 (type TA 8/300) tussen rooster en kathode staat; maar aangezien deze buis daarbij een te sterke negatieve roosterspanning zou verkrijgen, is het rooster van L_2 niet direct aan aarde verbonden zoals in fig. 1, doch onder tussenschakeling van een geschikte spanningsbron. Hiervoor kan dezelfde spanningsbron gebruikt worden die nodig is om het schermrooster van L_1 op een constante potentiaal ten opzichte van de kathode te houden. In dit geval is een kleine gelijkrichter samen met de neonstabiliseerbuis L_{10} (type 150A1) gebruikt. Deze gelijkrichter levert een spanning van 200 volt. Op deze wijze wordt de goede instelling van de buis L_2 verkregen, welke naar gelang van haar roosterspanning en uiteindelijk dus afhankelijk van de potentiaal van het stuurrooster van L_1, een anodespanning opneemt welke kan variëren tussen bijv. 1000 en 15 000 volt.

De werkspanning van het electronenmicroscoop wordt derhalve gekozen door de instelling van de weerstand tussen D en B, waarbij met behulp van de handinstelling van de regeltransformator T_6 de door de gelijkrichter af te geven spanning zo wordt ingesteld, dat de regelbuis L_2 zich midden in het regelgebied bevindt en dus een spanning van circa 7000 volt opneemt. Om deze instelling te controleren is tussen de anode van L_2 en aarde een buisvoltmeter M_1 aangesloten, die een zeer gering stroomverbruik heeft en zich practisch als een electrostatische voltmeter gedraagt. Deze meter geeft de spanningsfluctuaties aan, die „weggeregeld" worden. Hierdoor is het mogelijk, de werking van de schakeling te allen tijde te controleren. Variaties van de netspanning tot 5%, positief zowel als negatief, kunnen aldus worden bijgeregeld. Bij grotere afwijkingen, welke in de vorm van fluctuaties practisch nooit voorkomen, moet met behulp van de transformator T_6 worden bijgeregeld.

De schakeling van fig. 4 geeft voorts enige boven

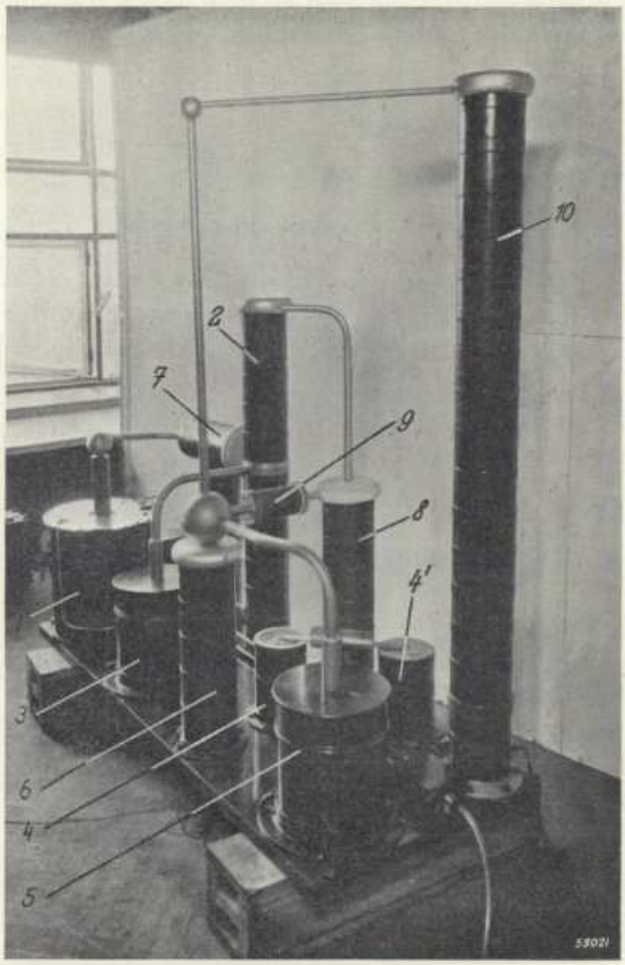


Fig. 5. De hoogspanningsinstallatie van het electronenmicroscoop voor 150 kV te Delft. *1* hoogspanningstransformator, *2* kolom met de twee hoogspanningsventielen, *3* de bijbehorende gloeistroomtransformatoren, *4* en *4'* de onderdelen van het filter, *5* de gloeistroomtransformator voor het electronenmicroscoop, *6*, *7* en *8* zijn condensatoren, *9* een afvlakweerstand, *10* de constante weerstand, aangebracht op een cylinder van 1,80 m lengte. (De afvlakcondensator *6* en de afvlakweerstand *9* zijn in het schema van fig. 4 niet getekend; zij zouden daar parallel aan C_2 aangebracht moeten worden.)

reeds besproken inrichtingen aan, zoals de condensator C_3, die de snelle variaties op het rooster van L_1 overbrengt, en het filter F, dat resten van de capacitieve stroom, in het bijzonder hogere harmonischen van de 50 per/sec, onschadelijk maakt.

Uit het schema leest men verder af, dat enige contrôlemeters zijn aangebracht: M_4 een voltmeter voor de primaire transformatorspanning, M_3 een milliampèremeter voor de emissiestroom van het electronenmicroscoop, M_2 een milliampèremeter voor de contrôle van de stroom door de potentio-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

meter. O_1 is de schakelaar die de bekrachtiging van de magnetische schakelaar O_2, en daarmede de hoogspanningsgelijkrichter, inschakelt, O_3 is een maximaalrelais, dat de bekrachtigingsstroom van O_2 onderbreekt zodra de stroom in het electronenmicroscoop een abnormaal grote waarde aanneemt, wat o.a. door het vrijkomen van gas of het ontstaan van een lek in het omhulsel mogelijk is. Dit automatisch uitschakelen heeft plaats zodra de stroomsterkte een bedrag van 2 mA overschrijdt. Door deze inrichting worden voor het instrument schadelijke ontladingen voorkomen.

Figuur 5 geeft een overzichtfoto van de beschreven hoogspanningsinstallatie zoals deze practisch is uitgevoerd.

Slotopmerking

De hier beschreven schakeling geeft slechts één van de vele methoden weer, waarmede een constante hoge spanning kan worden verkregen. De aantrekkelijkheid ervan is gelegen in de eenvoud, waardoor feitelijk slechts twee regelbuizen het werk verrichten.

Er zij ten slotte nog op gewezen, dat het bij de beschreven methode ook mogelijk zou zijn de regelbuizen aan het hoogspanningseinde van de weerstand R_1 aan te brengen. De bezwaren die veroorzaakt worden door de capacitieve stroom, kunnen zich dan niet voordoen, maar daarvoor treden constructiemoeilijkheden in de plaats, vooral indien, zoals hier, de spanning zeer hoog is.

EEN SNEL WERKENDE ONTSTEEKSCHAKELAAR VOOR FLUORESCENTIELAMPEN

door Th. HEHENKAMP.

621.327.43.032.433

Bij de gebruikelijke typen van ontsteekschakelaars voor fluorescentielampen, namelijk de weerstand- en de glimlicht-bimetaalstarter, verloopt tussen het inschakelen en het ontsteken van de lamp een tijd van enige seconden. Is dit in vele gevallen van utiliteitsverlichting aanvaardbaar, ernstiger telt dit bezwaar voor de verlichting van bijv. woonhuizen, waar de fluorescentielamp meer en meer ingang vindt. Daarom is een nieuwe oplossing gezocht. Deze gaat er van uit dat de kathoden tevoren zover moeten zijn verhit dat zij bij het ontsteken geen schade lijden. Om deze verhitting in een redelijk korte tijd (0,3 tot 0,4 sec) te doen geschieden, moet men door de gloeidraden een stroom zenden die groter is dan de stationnaire kortsluitstroom van de voorschakelsmoorspoel. Deze grotere gloeistroom wordt verkregen door gebruik te maken van het inschakelverschijnsel. Daartoe wordt de stroom periodiek gesloten en verbroken en wel door een contact, dat in trilling wordt gebracht door een er aan parallelgeschakelde spoel. Tussen het inschakelen en het ontsteken van de lamp verloopt 0,3 tot 0,4 sec in normale, 0,5 tot 1 sec in ongunstige omstandigheden. De nieuwe ontsteekschakelaar en de gangbare glimlicht-bimetaalstarter zijn onderling verwisselbaar.

Buisvormige fluorescentielampen voor algemene verlichtingsdoeleinden worden in de regel zodanig ontworpen dat de brandspanning ongeveer de helft bedraagt van de effectieve waarde der netspanning waarvoor zij zijn bestemd. Men kan dan volstaan met een eenvoudig voorschakelapparaat (meestal een smoorspoel) om de lamp stabiel te doen branden [1]).

Om de lamp te ontsteken, moet men haar een spanningsstoot toevoeren die hoger is dan de top van de netspanning. Dit ontsteken moet bij voorkeur pas geschieden als de kathoden van de lamp ongeveer de bedrijfstemperatuur hebben bereikt, niet alleen omdat men dan met een kleinere spanningsstoot kan volstaan dan wanneer de kathoden nog koud waren, doch vooral omdat het ontsteken met koude kathoden schadelijk is voor de levensduur. Er zijn dan ook automatisch werkende ontsteekschakelaars, zg. starters, ontworpen, die eerst een verwarmingsstroom door de gloeidraden leiden en vervolgens de lamp ontsteken. Twee typen van tot dusverre gebruikte starters willen wij hier in het kort bespreken, alvorens tot de behandeling van een nieuw type over te gaan.

[1]) A. A. Kruithof, Buisvormige luminescentielampen voor algemene verlichtingsdoeleinden, Philips techn. T. **6**, 65-73, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tot dusverre gebruikte ontsteekschakelaars

De weerstand-bimetaalstarter

De zg. weerstand-bimetaalstarter (S_r, *fig. 1*) bestaat uit een contact waarvan een der polen aan een strookje bimetaal is bevestigd, en uit een verwarmingselement r in de vorm van een gloeispiraal.

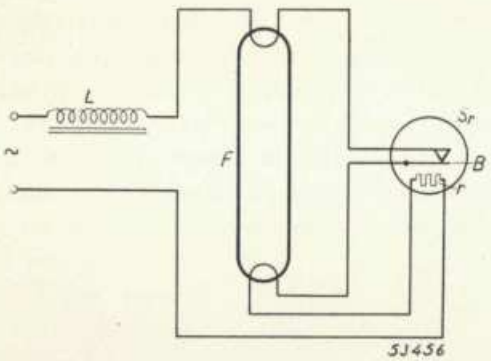


Fig. 1. Schakeling van de weerstand-bimetaalstarter (S_r). F = fluorescentielamp. L = voorschakelsmoorspoel, B = bimetaal, r = gloeispiraal.

Daar het contact aanvankelijk gesloten is, zal er na het inschakelen op de netspanning stroom gaan vloeien door de smoorspoel L, de beide gloeidraden en het verwarmingselement. Deze stroom noemen we de kortsluitstroom (I_k), daar hij vloeit bij kortgesloten lamp. Na verloop van een tijd die voldoende is om de gloeidraden op de gewenste temperatuur te laten komen, is het bimetaal onder invloed van de in het verwarmingselement ontwikkelde warmte zover gekromd dat het contact opengaat en de kortsluitstroom wordt verbroken. Gebeurt dit opengaan bij een niet te kleine ogenblikswaarde van de stroom, dan gaat het als gevolg van de zelfinductie L gepaard met een spanningsstoot, die de lamp ontsteekt. Door het verwarmingselement vloeit nu de normale bedrijfsstroom, die weliswaar kleiner is dan de kortsluitstroom, maar toch voldoende om het contact geopend te houden. De kathoden worden daarna door de ontlading zelf op de gewenste temperatuur gehouden.

Gebeurde echter het opengaan van het contact ongeveer bij de nuldoorgang van de kortsluitstroom, dan zou er geen, althans geen voldoend grote, spanningsstoot ontstaan om de lamp te ontsteken. In zulk een geval blijft de stroom door het verwarmingselement verbroken tot het bimetaal zover is afgekoeld dat de contacten elkaar weer raken. Het spel herhaalt zich dan, en wel zo vaak tot de lamp brandt.

Het grote bezwaar van de weerstand-bimetaalstarter is hierin gelegen dat de uitgangstoestand (verwarmingselement koud, contact gesloten) verschilt van de bedrijfstoestand (verwarmingselement warm, contact geopend). Wordt namelijk een lamp enige seconden nadat zij is uitgeschakeld, opnieuw ingeschakeld, dan is het contact nog geopend, zodat men in de eerste plaats moet wachten tot het bimetaal voldoende is afgekoeld om het contact te sluiten. Het verwarmingselement echter heeft dan nog een aanmerkelijke temperatuur en zal dan ook, in een veel kortere tijd dan de normale, bewerken dat het contact weer opengaat. De kathoden van de lamp, die tevoren wèl ver waren afgekoeld, zijn in deze korte tijd niet voldoende verwarmd om de spanningspiek die bij het verbreken van de stroom ontstaat, toereikend te doen zijn, zodat de lamp in zulk een geval pas zal ontsteken na vaak herhaald werken van de starter. De herontsteektijden bedragen bij de weerstand-bimetaalstarter dan ook wel 10 tot 15 sec.

De glimlicht-bimetaalstarter

De glimlicht-bimetaalstarter (S_g, *fig. 2*) bestaat eveneens uit een contact waarvan één pool aan een strook bimetaal is bevestigd. De verwarming van deze laatste komt nu echter niet tot stand door een gloeispiraal, maar door een glimontlading tussen de electroden. Het ballonnetje, waarin deze zich bevinden, is daartoe gevuld met een gas van zodanige aard en druk, dat de ontsteekspanning van de

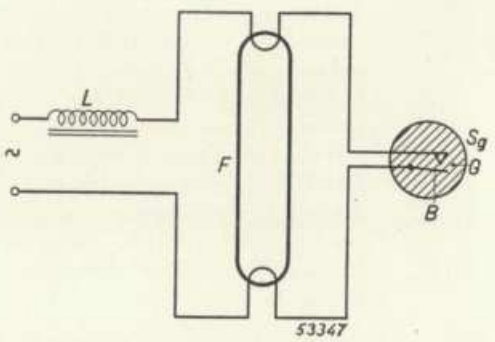


Fig. 2. Schakeling van de glimlicht-bimetaalstarter (S_g). G = gasvulling, waarin een glimontlading kan ontstaan, die het bimetaal verwarmt. Overige letters als in fig. 1.

glimontlading lager is dan de top van de laagste voorkomende netspanning (nominaal 220-230 V [2]), doch hoger dan de brandspanning van de fluorescentielamp.

Een ander essentieel verschil met de weerstand-

[2]) Bij andere nominale waarden van de netspanning, bijv. 110 V, 125 V, enz., gebruikt men een autotransformator waarvan de secundaire spanning 220 V is. Deze transformator kan een zodanige spreiding hebben dat een afzonderlijke smoorspoel niet meer nodig is. — De in dit artikel gegeven beschouwingen over ontsteekschakelaars gelden ook in het geval van zulk een voorschakeltransformator.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bimetaalstarter bestaat hierin dat het contact van de glimlicht-bimetaalstarter in de begintoestand open is.

De werking van de laatstgenoemde starter is als volgt. Zodra men de netspanning heeft ingeschakeld, ontstaat in de starter een glimontlading, die het bimetaal verwarmt, zodat na enige tijd het contact zich sluit. Pas nu begint de kortsluitstroom te vloeien, die de kathoden van de lamp verwarmt (de tevoren reeds lopende glimstroom droeg hiertoe niet noemenswaard bij). Tegelijk echter met het sluiten van het contact werd de glimontlading gedoofd. Het bimetaal koelt dus af, het contact gaat na zekere tijd open en de kortsluitstroom wordt verbroken. De spanningsstoot die hierbij ontstaat, is eventueel voldoende om de lamp met de inmiddels warm geworden kathoden te ontsteken. Dan heerst verder aan de starter de brandspanning, waarbij geen glimontlading kan ontstaan; het contact blijft nu dus geopend. In de regel echter zal de eerste spanningsstoot niet toereikend zijn om de lamp te ontsteken; het spel herhaalt zich dan een- of meermalen.

Dit herhalen moet bij de glimlicht-bimetaalstarter gemiddeld vaker geschieden dan bij de weerstand-bimetaalstarter. In het geval van de eerstgenoemde zal namelijk bij het opengaan van het contact de glimontlading het eerst ontsteken, waarna de spanningspiek lager blijft dan zonder glimontlading het geval zou zijn; de kans op ontsteken van de lamp is dus kleiner.

Behalve het nadeel van dit vaker moeten repeteren heeft de glimlicht-bimetaalstarter het bezwaar dat de kortsluitstroom, zoals boven gezegd, pas ontstaat nadat het bimetaal is verwarmd. Het duurt dan ook in totaal wel 2 tot 5 sec voordat de lamp brandt. Met de weerstand-bimetaalstarter is deze vertraging slechts 1 tot 2 sec.

Hiertegenover staat echter het belangrijke voordeel dat bij de glimlicht-bimetaalstarter de begintoestand dezelfde is als die in bedrijf, namelijk: geen glimontlading, contact geopend. Na uit- en direct weer inschakelen treedt hier dus niet het bezwaar op dat zich bij de weerstand-bimetaalstarter voordoet.

Een bijkomstig, maar voor de practijk belangrijk, voordeel van de glimlicht-bimetaalstarter is, dat hij slechts twee aansluitpunten bezit (fig. 2), zodat de montage zeer eenvoudig is. De weerstand-bimetaalstarter daarentegen heeft vier aansluitpunten (fig. 1).

Aan beide typen ontsteekschakelaar zijn in de laatste jaren verscheidene verbeteringen aangebracht om de genoemde nadelen te verminderen. De glimlicht-bimetaalstarter heeft de strijd in het merendeel der toepassingen gewonnen, en is thans zowel in Europa als in Amerika algemeen gebruikelijk.

Gewenste eigenschappen van een verbeterde ontsteekschakelaar

De vertraging tussen het inschakelen en het ontsteken van fluorescentielampen is bij het gebruik in fabrieken, kantoren, winkels en dergelijke geen ernstig bezwaar. Deze lampen beginnen echter meer en meer aftrek te vinden voor verlichting van het woonhuis [3]), waar het veel vaker voorkomt dat men een donker vertrek binnentreedt en na het omdraaien van de schakelaar onmiddellijk licht verwacht. In zulke gevallen is een vertraging van enkele seconden zeer hinderlijk. Er is dus zeker behoefte aan een ontsteekinrichting waarbij deze vertraging, zo niet geheel afwezig, dan toch aanmerkelijk korter is.

De oplossing moet men niet zoeken in de richting van een zó hoog opgevoerde spaningsstoot bij het inschakelen dat de lamp direct zou ontsteken, aangezien dit ongunstig voor de levensduur zou zijn. Deze duur is namelijk ook afhankelijk van het aantal malen inschakelen. Juist bij gebruik in woonhuizen is het aantal malen schakelen naar verhouding groot. Indien hier de ontsteking telkens met nog koude kathoden zou geschieden, ware een sterke verkorting van de levensduur het gevolg.

Wij willen dan ook vasthouden aan de eis dat bij het ontsteken de kathoden al op een voldoend hoge temperatuur zijn gebracht, maar dit laatste moet zo snel geschieden dat de daarvoor benodigde tijd niet als hinderlijk wordt ondervonden.

Voorts wensen wij een zeer korte herontsteektijd bij het uit- en vlug daarna weer inschakelen van de lamp.

Ten slotte verlangen we nog, dat de nieuwe ontsteekschakelaar verwisselbaar is met de gebruikelijke glimlicht-bimetaalstarter, en dus eveneens slechts twee aansluitpunten en dezelfde kleine afmetingen bezit als deze laatste.

Ontsteekspanning en kathodetemperatuur

De zoëven genoemde eis dat vóór het ontsteken de kathoden zo vlug mogelijk een voldoend hoge temperatuur moeten bereiken, leidt tot de volgende vragen:

1) Hoe hoog is de minimale temperatuur die de kathoden bij het ontsteken moeten hebben om te sterke verstuiving te voorkomen?

[3]) L. C. Kalff en J. Voogd, Woonkamerverlichting met buisvormige fluorescentielampen, Philips techn. T. **8**, 267-272, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2) Met welke gloeistroom bereiken zij deze temperatuur in een redelijk korte tijd (bijv. $^1/_3$ sec)?
3) Hoe verkrijgt men deze gloeistroom?

Wat de eerste vraag betreft, kan het volgende worden opgemerkt. Meet men, als functie van de kathodetemperatuur ϑ, de effectieve waarde V_0 van de sinusvormige wisselspanning die de lamp juist doet ontsteken, dan vindt men een verloop als aangegeven in *fig. 3*: verhoging van ϑ boven ca 400 °C doet de ontsteekspanning nagenoeg niet meer dalen.

Nu is het een ervaringsfeit dat ook de verstuiving die bij het ontsteken optreedt, gering is, als de ontsteekspanning laag is. Men mag dan ook aannemen — en de practijk bevestigt dit — dat men ϑ niet tot hoger dan 400 °C behoeft te laten oplopen om een goede levensduur te verkrijgen.

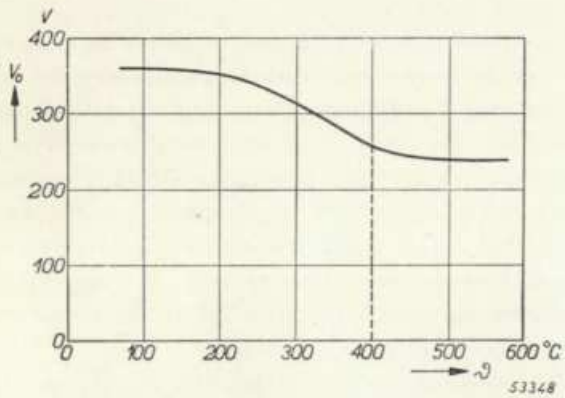


Fig. 3. Ontsteekspanning V_0 (effectieve waarde van een sinusvormige wisselspanning) van de fluorescentielamp TL 40 watt, als functie van de kathodetemperatuur ϑ. Deze grafiek is het gemiddelde van de meetresultaten aan enige lampen.

De tweede vraag werd beantwoord door ϑ als functie van de tijd t te meten bij verschillende constant gehouden waarden van de gloeistroom. Deze meting komt neer op het maken van een oscillogram van de spanning aan de gloeidraad terwijl de constante gloeistroom er door loopt. Uit deze spanning en stroom volgt de weerstand van de gloeidraad, welke weerstand tijdens het verwarmen toeneemt. (Deze stijging van weerstand heeft nagenoeg geen invloed op de grootte van de gloeistroom, daar zelfs de weerstand van de warme gloeidraad nog klein is in vergelijking met de impedantie van de voorschakelsmoorspoel.) Met behulp van de temperatuurcoëfficient kan men uit het verloop van deze weerstand de temperatuur afleiden. De gebruikte schakeling is weergegeven in *fig. 4*, waarvan het onderschrift enkele details toelicht.

Een oscillogram van de gloeispanning ziet men in *fig. 5*. De uit dergelijke oscillogrammen afgeleide krommen $\vartheta = f(t)$ voor een aantal waarden van de gloeistroom vindt men in *fig. 6*.

De kortsluitstroom I_k van het voorschakelapparaat dat behoort bij de lamp TL-40 watt, bedraagt 0,7 A bij 220 V netspanning. Extrapolatie van de

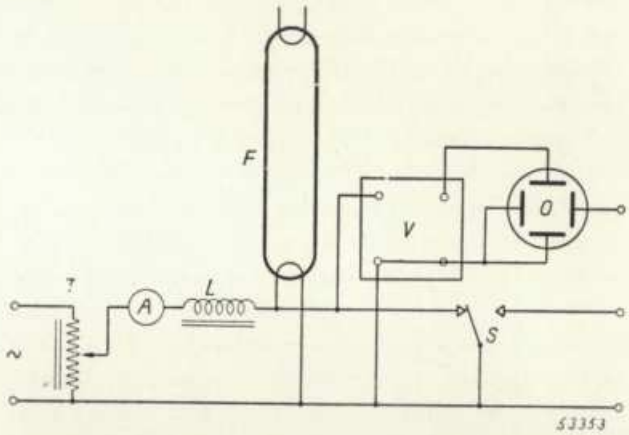


Fig. 4. Schakeling voor het opnemen van het oscillogram van de gloeispanning tijdens het warm worden van de kathode, bij constante gloeistroom. F = fluorescentielamp, waarvan de stroom door een der gloeidraden tevoren op de gewenste waarde is ingesteld (regeltransformator T, ampèremeter A). Daar de secundaire spanning van T veel hoger is dan de gloeispanning, en het spanningsoverschot in een smoorspoel (L) wordt opgenomen, verandert tijdens het warm worden de ingestelde gloeistroom nagenoeg niet. Zet men, bij koude gloeidraad, de schakelaar S naar rechts, dan is de gloeidraad niet langer kortgesloten en veroorzaakt de gloeispanning, via de versterker V, een verticale uitslag op de oscillograafbuis O. Tegelijk wordt over het rechtse contact van S een inrichting in werking gesteld die een evenredig met de tijd aangroeiende spanning levert, welke de lichtvlek in ongeveer 0,5 sec het scherm in horizontale richting doet doorlopen.

onderste kromme in fig. 6 leert dat met deze stroom als gloeistroom de temperatuur van 400 °C pas na ruim 1 sec wordt bereikt. Om deze tijd terug te brengen tot 0,3 sec is een gloeistroom van 1 A nodig, dus een stroom die per tijdseenheid tweemaal zoveel warmte ontwikkelt als de normale kortsluitstroom I_k.

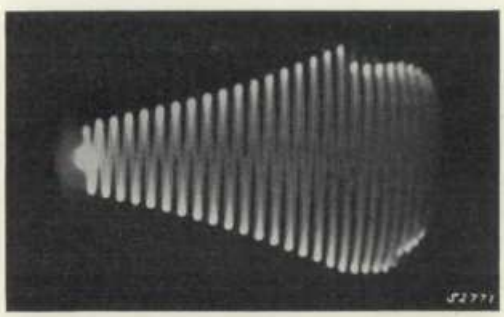


Fig. 5. Oscillogram van de gloeispanning van een lamp TL 40 watt, in de schakeling van fig. 4. Gloeistroom 1 A, 50 per/sec. Aanvankelijk neemt de gloeispanning toe als gevolg van de positieve temperatuurcoëfficient. Na 17 perioden ($^1/_3$ sec) was de gloeispanning zo hoog geworden (ca 12 V) dat er een gasontlading parallel aan de gloeidraad ontstond, hetgeen de dan intredende daling van de gloeispanning verklaart.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door de smoorspoel zodanig te construeren dat de inductie in de kern hoger in de verzadiging loopt, zou men I_k wel op een waarde van 1 A kunnen brengen (met behoud van de bedrijfsstroomsterkte),

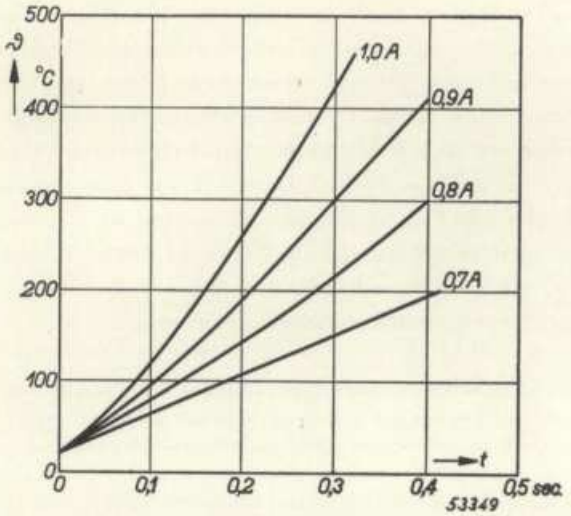


Fig. 6. Kathodetemperatuur ϑ als functie van de tijd t bij constante waarden van de gloeistroom.

doch dan zou men twee belangrijke nadelen op de koop toe moet nemen, namelijk een aanmerkelijke vervorming van de bedrijfsstroom, en relatief grote stroomvariaties bij schommelende netspanning.

Een betere weg is gevonden door gebruik te maken van het feit dat *de aanloopstroom die optreedt bij het inschakelen van een wisselstroomketen, extra grote waarden kan aannemen.*

Inschakelverschijnsel in een keten met zelfinductie en weerstand

Wordt een keten die bestaat uit de serieschakeling van zelfinductie L en weerstand R, aangesloten op een wisselspanningsbron $v = V_{max} \sin \omega t$, dan geldt, zoals bekend, voor de stroom i de differentiaalvergelijking

$$L \frac{di}{dt} + Ri = V_{max} \sin \omega t.$$

Voor constante waarden van L en R luidt de oplossing hiervan:

$$i = \frac{V_{max}}{Z} \sin (\omega t - \varphi) + Ce^{-\frac{R}{L}t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De eerste term in het tweede lid stelt de stationnaire oplossing voor; hierin is Z de impedantie, $\sqrt{\omega^2 L^2 + R^2}$, en φ het faseverschil arc tg $\omega L/R$ tussen deze stationnaire stroom en de netspanning.

De tweede term in het rechterlid van (1) representeert het inschakelverschijnsel. De constante C is vastgelegd door het ogenblik t_0 waarop men de keten inschakelt (de oplossing moet namelijk voldoen aan de voorwaarde $i = 0$ voor $t = t_0$). Hieruit volgt de onderstaande vorm van de oplossing, geldig voor alle waarden van $t \geqq t_0$:

$$i = \frac{V_{max}}{Z} [\sin (\omega t - \varphi) - e^{-\omega(t-t_0) \operatorname{cotg} \varphi} \cdot \sin (\omega t_0 - \varphi)] =$$

$$= \frac{V_{max}}{Z} \cdot y. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

In *fig. 7* is met een dikke lijn de grootheid $y = iZ/V_{max}$, die een maat voor de stroom i is, als functie van ωt uitgezet, voor één waarde van φ ($\varphi = 78°$, cotg $\varphi = 0{,}21$). De figuren 7*a-d* hebben betrekking op vier waarden van het inschakeltijdstip t_0, die in het onderschrift zijn aangegeven. De gestippelde sinuslijn geeft het verloop van de netspanning weer, de dunne getrokken sinuslijn dat van de stationnaire stroom. Uit formule (2) en fig. 7*b* zien we, dat direct van het inschakelmoment af de stroom het stationnaire verloop volgt als $\omega t_0 = \varphi$, dus als men de keten sluit op het

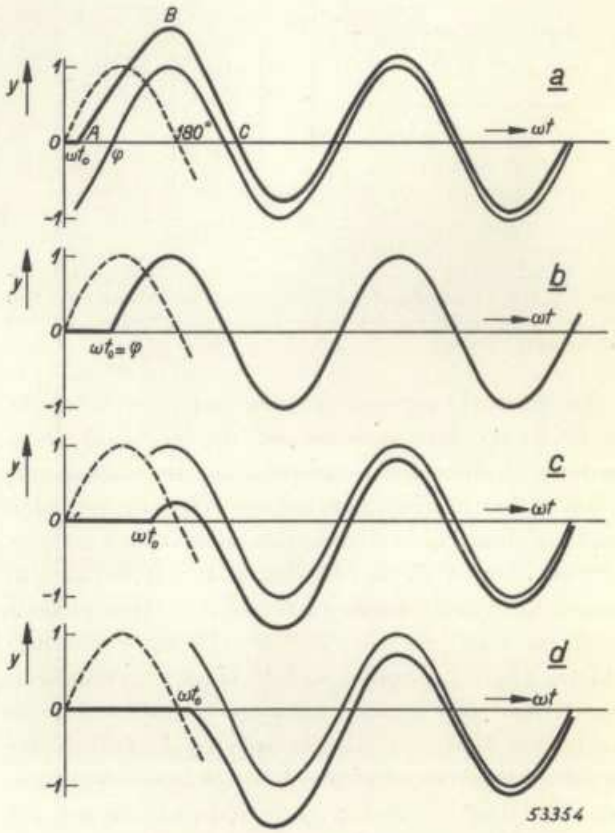


Fig. 7. Verloop van de stroom die ontstaat als een keten, bestaande uit een in serie geschakelde constante weerstand R en een constante zelfinductie L, wordt aangesloten op een wisselspanningsbron $v = V_{max} \sin \omega t$. Dik getekend is $y = iZ/V_{max} = f(\omega t)$ uitgezet, volgens verg. (2), voor $\varphi = 78°$ en *a*) $\omega t_0 = 18°$, *b*) $\omega t_0 = 78° = \varphi$, *c*) $\omega t_0 = 138°$, *d*) $\omega t_0 = 198°$. De gestippelde sinuslijn stelt de netspanning voor: $v/V_{max} = \sin \omega t$, de dunne sinuslijn de stationnaire stroom: $\sin (\omega t - \varphi)$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ogenblik waarop de stationnaire stroom, indien hij al aanwezig ware, door nul zou gaan. Bij andere waarden van ωt_0 is echter op de stationnaire stroom een overgangsverschijnsel gesuperponeerd (fig. 7*a*, *c*, *d*). Ten gevolge hiervan zijn de stroomtoppen (in absolute waarde) afwisselend hoger en lager dan die van de stationnaire toestand.

De nieuwe starter

Principe

De te beschrijven nieuwe starter berust op het gebruik van de zo juist genoemde hoge stroomtoppen om de beoogde snelle verwarming van de kathoden te verkrijgen. De keten L-R ,waar wij in de vorige paragraaf van uitgingen, is nu samengesteld uit de zelfinductie L_1 van de voorschakelsmoorspoel en uit de som R_1 van de verliesweerstand van deze spoel en de weerstand van de beide gloeidraden (*fig. 8*).

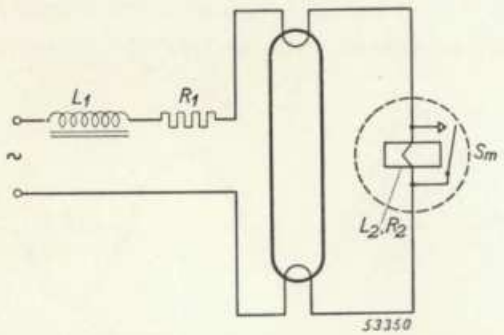


Fig. 8. Schakeling van de electromagnetische ontsteekschakelaar (S_m). L_1, R_1 en L_2, R_2: zelfinductie en weerstand van resp. de voorschakelsmoorspoel (inclusief de gloeidraden) en van de magneetspoel.

De gewenste verwarming kan niet worden bereikt met slechts één stroomstoot (bijvoorbeeld *ABC* in fig. 7*a*), maar het is noodzakelijk de stoot gedurende bijv. 15 tot 20 achtereenvolgende perioden iedere periode te herhalen, dus gedurende een tijdsverloop van ca $^1/_3$ sec. Dit houdt in dat de stroom ook telkens moet worden onderbroken. Het schakelcontact, dat, evenals bij de glimlicht-bimetaalstarter (fig. 2), parallel aan de lamp is geschakeld, wordt dan ook tijdens het warm worden van de kathoden door een magneetspoeltje in trilling gehouden. Deze spoel is parallel aan het contact geschakeld (fig. 8), zodat zij bij aantrekken van het anker zichzelf kortsluit, waarna het contact weer opengaat, enz. Is de lamp ten slotte ontstoken, dan blijft het contact open, daar de brandspanning van de lamp, die dan over de magneetspoel staat, niet voldoende is om het contact te sluiten.

Het zal uit het bovenstaande duidelijk zijn dat men voor het verkrijgen van een goede werking niet vrij is in de keuze van de ogenblikken waarop het contact de stroom sluit en verbreekt: van het inschakelmoment hangt, zoals we al uit fig. 7 zagen, de grootte van het overgangsverschijnsel af, en het ogenblik van uitschakelen moet zo zijn gekozen dat de gloeidraden zo kort mogelijk stroomloos zijn.

Een belangrijk punt is ook, deze ogenblikken zodanig te kiezen dat het verwarmingseffect slechts in geringe mate afhangt van kleine onvermijdelijke variaties in de schakelmomenten. Een nadere kwantitatieve analyse is hier dan ook op haar plaats, ook al treden er verscheidene effecten op die men niet goed in rekening kan brengen. Daarna komt de vraag aan de orde hoe men het schakelen op de gewenste ogenblikken kan verwezenlijken.

De frequentie f_c waarmee het contact trilt, wordt gelijk aan de netfrequentie f gekozen. Absoluut nodig is dit niet; f_c kan ook in een andere eenvoudige verhouding tot f staan, bijv. $f_c = 2f$, of $2f/3$. In deze gevallen verloopt de berekening analoog aan de hieronder gegeven berekening voor $f_c = f$. Het blijkt dat bij $f_c > f$ het resultaat zo sterk afhankelijk wordt van de schakelmomenten dat dit geval voor de practijk ongeschikt is. Bij $f_c < f$ stuit men op een ander bezwaar, waarop wij nog terugkomen. $f_c = f$ blijkt een bevredigend compromis te leveren.

Keuze van de schakelmomenten

Allereerst zij opgemerkt dat bij een gegeven voorschakelapparaat de grootheden R_1, L_1 en ω vastliggen, dus ook de daardoor bepaalde impedantie Z_1 en de fasehoek φ_1. Zo is bij de beschouwde lamp voor 40 watt $\cot g\, \varphi_1 = $ ca 0,21, $\varphi_1 = $ ca 78°; deze waarde, waarvoor fig. 7 is getekend, zullen we aan de volgende berekeningen ten grondslag leggen.

De hoeveelheid warmte w die tijdens de stroomdoorgang in elk der gloeidraden (weerstand R_f [4])) wordt ontwikkeld, bedraagt:

$$w = \frac{R_f}{\omega} \int_{\omega t_0}^{\omega t_0 + \delta} i_1^2 \, \mathrm{d}(\omega t) = \frac{R_f}{\omega} \cdot \frac{V_{\max}^2}{Z_1^2} \int_{\omega t_0}^{\omega t_0 + \delta} y_1^2 \, \mathrm{d}(\omega t). \quad (3)$$

In (3) is δ de hoek die overeenkomt met de tijd die tussen het in- en uitschakelen verloopt, en y_1 de in (2) voorkomende uitdrukking tussen vierkante haken voor de gegeven hoek φ_1.

De door (3) gegeven grootheid w willen we nu vergelijken met de hoeveelheid warmte w_s die in dezelfde weerstand R_f in een volle periode (2π) zou

[4]) Feitelijk hangt R_f af van de temperatuur, dus van de tijd; in een korte, hier beschouwde tijd (minder dan één periode) mag R_f echter als constant worden beschouwd. — Ook bij warme gloeidraad is R_f een zo klein gedeelte van de totale weerstand R_1, dat mag worden afgezien van de verandering die Z_1 en φ_1 ondergaan tijdens het warm worden van de gloeidraad.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden ontwikkeld door de stationnaire stroom $i_s = (V_{max}/Z_1) \sin(\omega t - \varphi)$ (waarvan wij de effectieve waarde vroeger I_k hebben genoemd):

$$w_s = \frac{R_f}{\omega} \cdot \frac{V_{max}^2}{Z_1^2} \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} \sin^2(\omega t - \varphi)\, d(\omega t) = \frac{R_f}{\omega} \cdot \frac{V_{max}^2}{Z_1^2} \cdot \pi.$$

De verhouding $k = w/w_s$ van deze beide hoeveelheden warmte bedraagt dus

$$k = \frac{1}{\pi} \int_{\omega t_a}^{\omega t_a + \delta} y_1^2\, d(\omega t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Voeren we de integratie uit, dan vinden we k als functie van de beide grootheden t_0 en δ, waarover we nog beschikken. *Fig. 9* toont $k = f(\delta)$ voor enige waarden van ωt_0 (dunne lijnen); de dikke lijn is de omhullende van de schaar krommen en geeft de grootste waarde van k die men met een gegeven δ kan bereiken. In de eerste plaats blijkt hieruit dat k weliswaar belangrijk groter dan 1 kan zijn (maximaal ongeveer 1,67), doch dat de vereiste minimumwaarde 2 niet wordt bereikt. Schijnbaar is de methode dus ontoereikend. Er komt ons echter een omstandigheid te hulp die tot dusverre buiten beschouwing werd gelaten, namelijk het feit dat de kern van de smoorspoel vrij hoog verzadigd is. Deze verzadiging is niet zo hoog dat de reeds genoemde nadelen daarvan (stroom sterk vervormd en zeer afhankelijk van de netspanning) in hinderlijke mate optreden, maar toch wel zodanig dat de inschakelstroomstoot aanzienlijk hogere waarden bereikt dan volgens de bovenstaande berekening het geval zou zijn. Wij zullen niet trachten dit niet-lineaire effect in de berekening op te nemen, doch volstaan met de vermelding dat het in staat is (mits t_0 en δ gunstig zijn gekozen), k tot de vereiste waarde 2 op te voeren.

De bovenstaande berekening voor een lineaire zelfinductie is nu geenszins waardeloos geworden, daar zij ondanks haar onvolkomenheid leert hoe t_0 en δ het best kunnen worden gekozen; men dient slechts te bedenken dat de werkelijk optredende waarden van k groter kunnen zijn dan de berekende.

Uit fig. 9 ziet men, dat, zoals te verwachten was, de krommen met toenemende δ voortdurend omhoog lopen. Men zou dus δ liefst zo dicht mogelijk tot een volle periode willen laten naderen. Men dient er echter rekening mee te houden dat het niet doenlijk is, een synchrone schakelaar te construeren die nagenoeg een gehele periode lang gesloten is en slechts een kleine fractie van die tijd geopend. Fig. 9 nu laat zien dat men maar weinig van de grootst mogelijke waarde van k behoeft op te offeren om met een veel kleinere hoek δ te kunnen volstaan, bijv. $\delta = 200°$ (overeenkomende met 11 millisec), $k \approx 1{,}3$. Bij verdere verlaging van δ echter neemt k snel af. Uit fig. 9 blijkt ook dat ωt_0 in de buurt van 0 moet liggen, doch dat de waarde hiervan weinig critisch is.

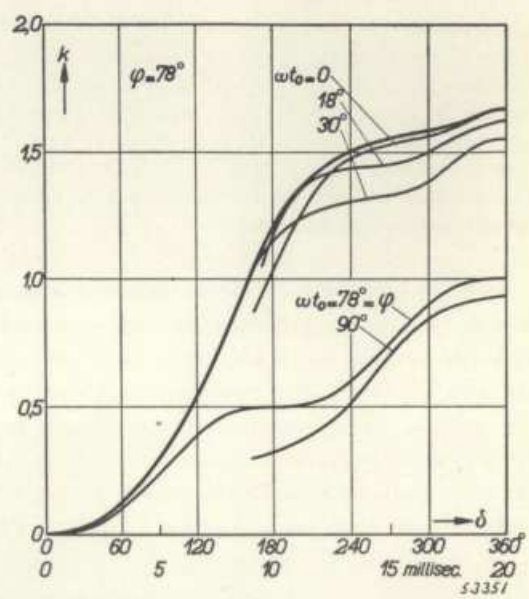


Fig. 9. Dunne lijnen: de grootheid k van verg. (6) als functie van de hoek δ, die evenredig is met de tijd gedurende welke het contact is gesloten, voor cotg $\varphi = 0{,}21$ en enige waarden van ωt_0. De dik getekende omhullende geeft de grootste waarde van k die, bij gegeven δ, wordt verkregen met de bijbehorende gunstigste waarde van ωt_0.

Het schakelmechanisme

De schakelaar is in zijn geheel gekenmerkt door de stroom i_a in de magneetspoel waarbij het anker juist wordt aangetrokken en het contact gesloten, en door de kleinere stroom i_b waarbij het anker juist afvalt. Met i_a en i_b bedoelen wij ogenblikswaarden; van de mechanische traagheid van het anker willen wij voorlopig afzien.

Wij gaan uit van een tijdsinterval waarin het contact nog open is en de stroom i_2 in de spoel aangroeit. Zodra i_2 de waarde i_a bereikt, wordt het contact gesloten en de spoel dus kortgesloten. De stroom i_2 is dan niet onmiddellijk nul, doch blijft over het contact vloeien, daarbij exponentieel afnemende volgens

$$i_2 = i_a \cdot e^{-\frac{R_2}{L_2} t'} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

als R_2 en L_2 de weerstand respectievelijk de zelfinductie van de spoel zijn en t' de tijd is, geteld van het ogenblik af waarop het contact zich sloot.

Zodra i_2 is gedaald tot de waarde i_b, laat de spoel het anker los. Op dat ogenblik is $\omega t' = \delta$. Uit (5) volgt dan:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\delta = \frac{\omega L_2}{R_2} \cdot \ln \frac{i_a}{i_b} \text{ radialen} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Hierin is δ bekend (zie vorige paragraaf) en ω eveneens, zodat (6) een betrekking is waaraan L_2, R_2, i_a en i_b moeten voldoen.

Er werd al opgemerkt, dat de frequentie f van het contact ook lager dan de netfrequentie f mag zijn, bijv. $f_c = 2f/3$. Hoe lager echter f_c, des te groter de hoek δ moet zijn, dwz. des te groter, volgens (6), L_2/R_2 moet zijn (met vergroten van i_a/i_b zou men weinig opschieten, daar δ slechts met de logarithme van deze verhouding evenredig is). Vergroten van L_2/R_2 betekent echter grotere afmetingen van de spoel en komt daarom niet in aanmerking, als men wil vasthouden aan de gewenste kleine afmetingen van de schakelaar.

Een tweede betrekking tussen enkele van deze grootheden volgt hieruit, dat de stroom i_a waarbij de spoel het anker aantrekt, zo klein moet zijn dat ook nog bij de laagste voorkomende netspanning de stroom in de stationnaire toestand deze waarde bereikt. Onderstellen wij dat de netspanning tot 20% onder de nominale waarde kan dalen, en verwaarlozen wij L_1 ten opzichte van L_2, en R_1 ten opzichte van R_2, dan moet dus

$$i_a < \frac{0{,}8\ V_{\max}}{\sqrt{\omega^2 L_2^2 + R_2^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Nog een betrekking vloeit voort uit de grens die moet worden gesteld aan het vermogen P dat de spoel in de bedrijfstoestand opneemt (bij brandende lamp dus). Wegens de verlangde kleine afmetingen van de ontsteekschakelaar mag dit vermogen slechts zeer gering zijn (<1 watt). Noemen wij de brandspanning van de lamp V_b (= ca 110 V), dan is

$$P = \frac{V_b^2}{\omega^2 L_2^2 + R_2^2} \cdot R_2, \leqq 1 \text{ watt} \quad . \quad . \quad (8)$$

De betrekkingen (6)-(8) geven richtlijnen voor het ontwerp van de schakelaar. In de definitieve uitvoering hebben de karakteristieke grootheden de volgende waarde:

$L_2 = 28$ H, $\quad i_a = 10$ mA,
$R_2 = 12\,000\ \Omega$, $\quad i_b = 1$ mA.

Aan (7) en (8) is ruimschoots voldaan, daar i_a volgens (7) 16,7 mA zou mogen bedragen, en volgens (8) $P \approx 0{,}7$ watt wordt. Volgens (6) echter wordt $\delta = 1{,}7$ radiaal $= 97°$. Deze berekende waarde is dus veel kleiner dan degene die we ons ten doel hadden gesteld, maar wegens enige tot dusverre niet in acht genomen omstandigheden is de werkelijke waarde heel wat groter dan de berekende. Behalve met de mechanische traagheid, die zowel het ogenblik van sluiten als dat van openen vertraagt, dient men rekening te houden met de vonk die bij het opengaan van het contact ontstaat, zodat de stroom langer kan blijven vloeien dan boven werd berekend. Bovendien is, om een voldoende contactdruk te waarborgen, het anker verend met het contact verbonden. Dientengevolge zal, bij aangetrokken anker en afnemende stroom in de spoel, het contact pas opengaan nadat het anker al is losgelaten. Door al deze oorzaken wordt, zoals uit oscillogrammen blijkt, de werkelijke waarde van δ ruim een halve periode. Wat het inschakelmoment betreft, nadere beschouwingen hierover zouden te ver voeren, maar oscillogrammen tonen aan dat het inderdaad in de buurt van de gewenste waarde 0 ligt. De waarde van k die bij $t_0 \approx 0$ en $\delta \approx 200°$ behoort, is volgens fig. 9 omstreeks 1,3. Zoals reeds gezegd, bewerkt de verzadiging van de smoorspoel dat k een aanzienlijk hogere waarde bereikt (ongeveer 2).

Details van de constructie

Boven zal het reeds zijn opgevallen dat i_a veel groter is dan i_b; in casu is $i_a/i_b = 10$. Dit was nodig om het contact lang genoeg gesloten te houden (zie (6)). Deze grote verhouding der beide stromen is verkregen dank zij een constructie waarvan

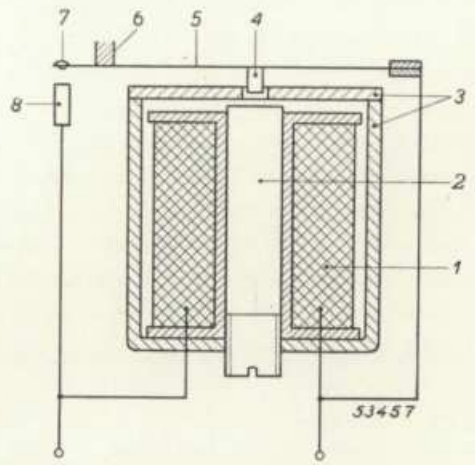


Fig. 10. Vergroot weergegeven schematische doorsnede van de electromagnetische ontsteekschakelaar. *1* = spoel, *2* = kern, *3* = magnetisch circuit, *4* = anker, *5* = bladveer, *6* = aanslag, *7* = beweeglijke, *8* = vaste pool van het contact.

fig. 10 het principe weergeeft. Het anker is hier een ijzeren pennetje, bevestigd aan een bladveer, waarvan het ene uiteinde is vastgeklemd en het andere de bewegende pool van het contact draagt. Een aanslag zorgt er voor dat reeds in de ruststand de veer een vrij grote spanning bezit. Het anker steekt in een opening van het magnetische circuit. De afmetingen zijn zodanig gekozen dat de magnetische flux door het anker in aangetrokken toestand veel groter is dan die in de rusttoestand. Dan is ook i_a veel groter dan i_b.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men kan dit als volgt inzien. Stel, van de flux Φ in de kern gaat door het anker in de ruststand het gedeelte $p_a \cdot \Phi$, en door het aangetrokken anker het gedeelte $p_b \cdot \Phi$, waarbij $p_a \ll p_b$ (bijv. $p_a = 2\%$, $p_b = 20\%$). We nemen aan dat de voorspanning in de veer zo groot is dat we de veerspanning ongeveer als constant mogen beschouwen, onafhankelijk van de stand van het anker. Is Φ_a de waarde van Φ die behoort bij de stroom i_a, en Φ_b de bij i_b behorende waarde. dan is, daar in beide gevallen de kracht op het anker juist correspondeert met de veerspanning, bij benadering $p_a \Phi_a = p_b \Phi_b$.

Daar de flux bij benadering evenredig is met de stroom door de spoel, is dan ook $p_a i_a \approx p_b i_b$, of $i_a/i_b \approx p_b/p_a$, hetgeen volgens de onderstelling groot ten opzichte van 1 is.

De kern is gedeeltelijk van schroefdraad voorzien (fig. 10) zodat ze met een schroevendraaier in de gunstigste stand kan worden gebracht.

Behalve het eigenlijke schakelmechanisme moet de starter nog enige andere onderdelen bevatten. In de eerste plaats een condensator (6000 pF), die parallel aan de lamp is geschakeld, met het doel radiostoringen tijdens het branden van de lamp te onderdrukken en het vonken aan het contact bij het ontsteken te verminderen. Met het oog op dit laatste is het nodig, in serie met de condensator enige weerstand op te nemen, ter verkleining van de ontlaadstroomstoot bij het sluiten van het contact. Ook deze weerstand (R_3, *fig. 11a*) moet in de starter een plaats vinden, tenzij men te werk zou gaan volgens fig. 11*b*, waar de gloeidraden de stroombegrenzende taak van R_3 hebben overgenomen. Dan moet men echter òf de condensator buiten de starter houden, òf deze laatste van twee extra contacten voorzien, waardoor de verwisselbaarheid met de glimlicht-bimetaalstarter verloren zou gaan. Gekozen is de oplossing volgens fig. 11*a*.

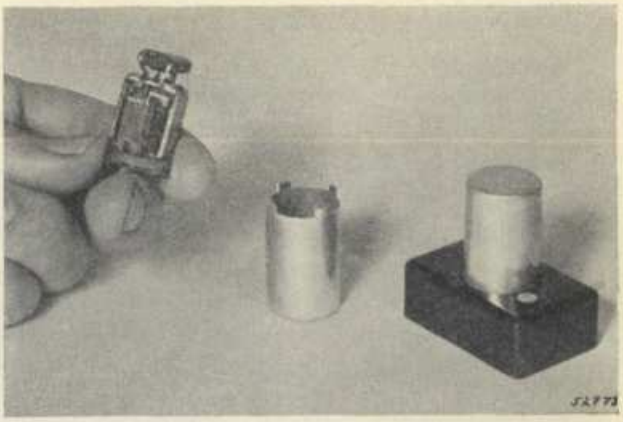


Fig. 12. De nieuwe ontsteekschakelaar. Links: geopend. Rechts: in een houder geplaatst.

Fig. 12 toont het inwendige van de ontsteekschakelaar. De uitwendige afmetingen zijn: middellijn 20 mm, hoogte 34 mm.

Fig. 13 laat zien hoe de starters op een armatuur kunnen worden gemonteerd.

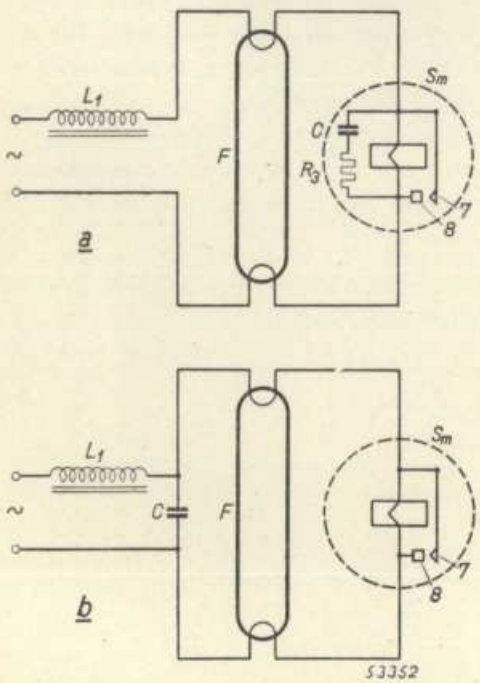


Fig. 11. Twee wijzen waarop een ontstoringscondensator C kan worden aangebracht, *a*) aan de starterzijde van de gloeidraden, doch dan in serie met een stroombegrenzende weerstand R_3, *b*) aan de netzijde van de gloeidraden, waarbij de weerstand der gloeidraden de functie van R_3 vervult. F = fluorescentielamp, L_1 = voorschakelsmoorspoel, S_m = starter, 7 en 8 = beweeglijke resp. vaste pool van het contact.

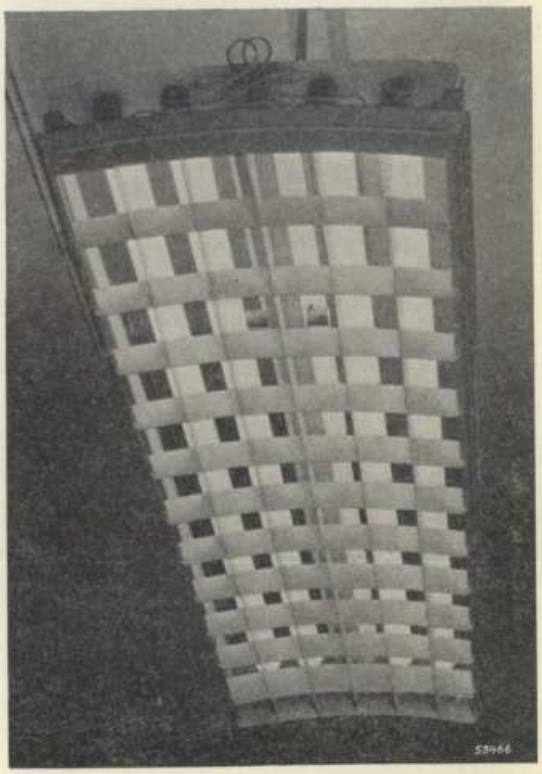


Fig. 13. Armatuur (schuin van onderen gezien) met vier TL-lampen. Op de foto zijn twee van de vier starters zichtbaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Resultaten

Metingen hebben aangetoond, dat in normale omstandigheden de nieuwe starter de lamp in 0,3 tot 0,4 sec ontsteekt. *Fig. 14*, het oscillogram van de spanning aan een der gloeidraden tijdens het verwarmings- en ontsteekproces, geeft hiervan een voorbeeld. In *fig. 15* is *a* het oscillogram van de stroom in de magneetspoel (het exponentieel dalende gedeelte is duidelijk te herkennen); *b* is het oscillogram van de spanningspiek die bij elke onderbreking over de lamp ontstaat.

Deze spanningspieken, waarvan de amplitude omstreeks 2000 V bedraagt, zijn veel groter dan de topspanning waarbij volgens fig. 3 de lamp met koude kathoden ontsteekt (ca $360\sqrt{2} \approx 500$ V). Hieruit mag men echter niet concluderen dat de starter de lamp reeds onmiddellijk na het inschakelen zal doen ontsteken, wat geheel in strijd met de opzet ware. Het ontsteken van de lamp, d.i. het opwekken van een glimontlading en het doen overgaan van deze glimontlading in een boog, vereist namelijk een veel hogere spanning wanneer slechts een zwakke energiebron ter beschikking staat, dan wanneer deze sterk is. Fig. 3 is alleen geldig, als men een sterke energiebron gebruikt, zoals het lichtnet. In het geval van de starter echter is bij het ontsteken slechts de geringe, in de voorschakelsmoorspoel opgehoopte energie beschikbaar, en zelfs de veel hogere spanningspieken, die blijkens fig. 15*b* hierbij optreden, zijn niet voldoende om de lamp met koude kathoden te doen ontsteken.

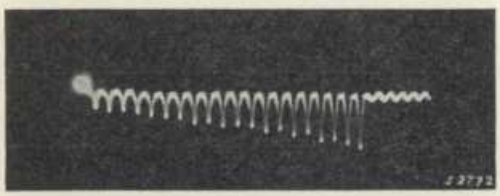
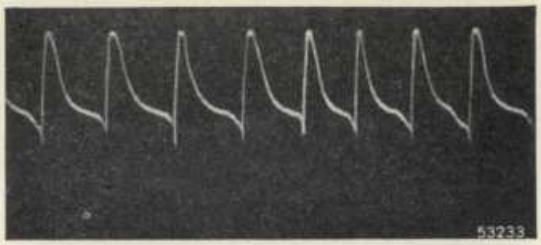


Fig. 14. Oscillogram van de spanning aan een der gloeidraden van een lamp TL-40 watt, tijdens het warm worden met behulp van de electromagnetische starter. Na 20 perioden (0,4 sec) is de lamp ontstoken.



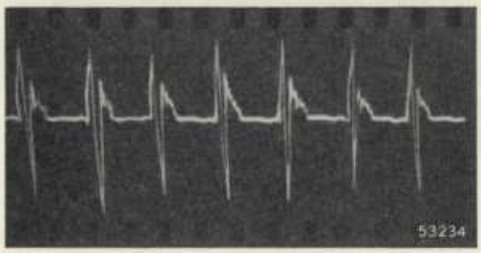


Fig. 15. Oscillogram van *a*) de stroom i_2 in de magneetspoel (het ongelijk zijn der afstanden tussen de stroomtoppen is te wijten aan onregelmatigheden in het filmtransport), *b*) de spanningspieken aan de lamp, tijdens het warm worden van de kathoden. De amplitude van de pieken bedraagt omstreeks 2000 V.

Uit het oplopen van de gloeispanning (fig. 14) is af te leiden dat wel degelijk de kathoden de juiste temperatuur hebben bereikt voordat de lamp ontsteekt.

Zijn de omstandigheden zeer ongunstig (bijv. lage omgevingstemperatuur), dan kan het 0,5 tot 1 sec duren voor de lamp ontsteekt, dus altijd nog korter dan bij de oudere typen van ontsteekschakelaars het geval was.

De ontsteker is niet alleen bruikbaar voor de TL-lamp van 40 watt, doch eveneens voor het kleinere type van 25 watt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE NIEUWE KAARS

door W. de GROOT. 535.241.42:535.233

In dit artikel wordt melding gemaakt van een rondschrijven van het Comité International des Poids et Mesures, waardoor de „nieuwe kaars" per 1 Januari 1948 van kracht is geworden. In aansluiting hieraan wordt, door middel van de stralingsformule van Planck (met $c_2 = 14385\ \mu\,°K$), de helderheid van het zwarte lichaam, uitgedrukt in de nieuwe kaars, als functie van de temperatuur berekend. Voor het mechanische lichtaequivalent wordt de waarde $M = 683$ nieuwe lumen/watt (nlm/W) gevonden.

Inleiding

Reeds in 1940 is in dit tijdschrift [1]) aandacht geschonken aan de „nieuwe kaars", welke eenheid van lichtsterkte per 1 Januari 1940 zou worden ingevoerd. Ten gevolge van de belemmeringen van het internationale verkeer is deze invoering echter achterwege gebleven. Het Comité International des Poids et Mesures had namelijk op 1 Januari 1940 in een rondschrijven aan de verschillende landen verzocht, een nieuw bericht („nouvel avis") af te wachten, alvorens tot enige verandering van eenheden over te gaan.

Een tweede rondschrijven is pas in 1947 verzonden en hierin is nu 1 Januari 1948 als datum voor het van kracht worden van de nieuwe eenheid aangegeven. Hieronder volgt een niet-officiële vertaling van laatstgenoemd rondschrijven.

Besluit betreffende de wijziging van de fotometrische eenheden

Ingevolge door de Conférence Générale des Poids et Mesures in 1933 toegekende bevoegdheden stelt het Comité International vast, — dit ter bevestiging van zijn besluit, genomen in de zitting van 1937 (Procès-Verbaux du Comité International 1937, pp. 236 en 64), onder verwijzing naar de in 1939 door het Comité Consultatif de Photométrie uitgesproken wens (Procès-Verbaux 1939, p. P28), met een wijziging betreffende de datum van toepassing, — dat de n i e u w e k a a r s van kracht zal zijn van 1 Januari 1948 af.

Dit besluit vervult tevens de rol van de nieuwe waarschuwing, die de president en de secretaris van het Comité International des Poids et Mesures, in hun rondschrijven van 1 Januari 1940 aan de verschillende landen, verzochten af te wachten alvorens tot enige verandering van eenheid over te gaan. Het Comité International neemt zonder wijziging „résolution 3" betreffende de fotometrische grootheden, haar in 1939 door het Comité Consultatif de Photométrie voorgelegd, aan. De tekst (zie Procès-Verbaux 1939, pp. P32 - P35) is hieronder weergegeven:

1. *De tegenwoordige situatie*

Op het ogenblik zijn de in de verschillende landen gebruikte eenheden van lichtsterkte gebaseerd op gestandaardiseerde vlammen of op waarden, toegekend aan bepaalde electrische gloeilampen, die in de staatslaboratoria worden bewaard.

Frankrijk, Engeland en de V.S. zijn in 1909 overeengekomen, een gemeenschappelijke eenheid aan te nemen, die vervolgens door andere landen werd aanvaard. Een groot aantal voorstellen is gedaan om te komen tot een op een primaire standaard-lichtbron gebaseerde eenheid, een lichtbron dus die met behulp van bepaalde voorschriften gereproduceerd kan worden. Echter is pas in de laatste jaren de verwerkelijking van een dergelijke standaard-lichtbron mogelijk gebleken.

2. *De primaire standaard*

Deze standaard, die in principe door het Comité International des Poids et Mesures in 1930 en 1933 werd aanvaard, is een zwarte straler bij de stoltemperatuur van platina. De in 1937 aangenomen eenheid van lichtsterkte is zodanig dat 1 cm² van de standaard overeenkomt met 60 eenheden. De vorm waarin deze eenheid nu gerealiseerd wordt, is in hoofdzaak die, welke door het National Bureau of Standards in Washington is uitgewerkt (Procès-Verbaux du Comité International des Poids et Mesures, 1931, p. 249). De kleur van het licht van de standaard verschilt niet merkbaar van die van de in 1 bedoelde vlamstandaarden en gloeilampen.

3. *Bepaling van de lichtsterkte van lichtbronnen die een van de primaire standaard afwijkende kleurtemperatuur hebben*

De moderne lichtbronnen (zelfs als men afziet van die met een uitgesproken kleur) hebben een veel hogere kleurtemperatuur dan de primaire standaard; het is dus nodig een procédé vast te stellen om de lichtsterkte van deze lichtbronnen te meten. De door het Comité International des Poids et Mesures in 1937 goedgekeurde methode bestaat in een procédé waarbij rekening gehouden wordt met de door dit Comité aangenomen ooggevoeligheidskromme; men moet bijvoorbeeld een kleurfilter gebruiken, dat, tussen de primaire standaard en de fotometer geplaatst, een kleur oplevert die vergelijkbaar is met die van de te meten lichtbron. De doorlating van het filter wordt bepaald uit zijn spectrale doorlatingskromme met behulp van de in 1933 door het Comité International des Poids et Mesures aangenomen ooggevoeligheidskromme (Procès-Verbaux, 1933, p. 62).

4. *Definitie van de eenheden*

De fotometrische eenheden kunnen als volgt gedefinieerd worden:

I. De nieuwe kaars (eenheid van lichtsterkte). — De waarde van de „nieuwe kaars" is zodanig dat de helderheid van een zwart lichaam, dat in zijn geheel zich op de stoltemperatuur van platina bevindt, 60 nieuwe kaars per cm² bedraagt.

[1]) G. Heller, De nieuwe eenheid van lichtsterkte, Philips techn. T. **5**, 1-5, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

II. De nieuwe lumen (eenheid van lichtstroom). — De „nieuwe lumen" is de lichtstroom die door een puntvormige lichtbron met uniforme stralingsverdeling en met een sterkte van 1 nieuwe kaars binnen een kegel met een ruimtehoek van 1 steradiaal wordt uitgezonden.

5. *De practische verwerkelijking van de eenheden*

Hoewel het mogelijk is, de primaire standaard op ieder gewenst moment in een daartoe uitgerust laboratorium te verwerkelijken, zullen in de meeste practische gevallen secundaire standaarden worden gebruikt, bestaande uit kooldraad- of wolfraamlampen waarvan de lichtsterkte ten opzichte van de primaire standaard is bepaald. De nauwkeurigheid van de vergelijking van deze lampen met elkaar is veel groter dan de nauwkeurigheid waarmede men de primaire standaard daadwerkelijk kan reproduceren. Secundaire standaardlampen van dit type zullen in de diverse staatslaboratoria en in het Bureau International des Poids et Mesures worden bewaard. De waarden van de lichtsterkten van deze standaarden ten opzichte van de primaire standaard moeten bepaald worden hetzij door directe vergelijking in een of verscheidene van de voornaanstaande staatslaboratoria, hetzij indirect door vergelijking met soortgelijke lampen waarvan de waarde op directe wijze bepaald is. De waarden, toegekend aan de secundaire standaarden, die worden bewaard bij het Bureau International en bij elk der staatslaboratoria, zullen dan uitgedrukt worden met behulp van de gemiddelde eenheid, die het gemiddelde is van de uitkomsten van alle laboratoria waar de primaire standaard is gerealiseerd.

Op dezelfde wijze zal worden te werk gegaan voor lampen met een hogere kleurtemperatuur dan die van de primaire standaard, en voor het realiseren van de lumen, uitgaande van de kaars.

De helderheid van het zwarte lichaam als functie van de temperatuur

Nu de nieuwe lichteenheid is gedefinieerd door middel van de helderheid van een zwarte straler bij een voorgeschreven temperatuur, ligt het voor de hand na te gaan, hoe deze helderheid zich als functie van de temperatuur gedraagt.

Wij gaan hierbij uit van het algemeen aanvaarde standpunt, dat de lichtsterkte van een lichtbron wordt vastgelegd met behulp van de internationale ooggevoeligheidsfunctie $V(\lambda)$, die bij de golflengte $\lambda = 0{,}555\ \mu$ haar maximale waarde $(=1)$ heeft. Zij $E(\lambda,T)\mathrm{d}\lambda$ (gemeten in watt per cm²) het per cm² van een zwart lichaam van de absolute temperatuur T in de halve ruimte uitgestraalde vermogen in het golflengte-gebied λ, $\lambda + \mathrm{d}\lambda$. Hiermee corresponderen $M \cdot E(\lambda,T)\ V(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda$ lumen, waarbij de constante factor M, die hiermee tevens gedefinieerd is, het zg. mechanische aequivalent van het licht voorstelt.

Door over alle golflengten van het zichtbare spectrum te integreren, vindt men de totale door 1 cm² uitgezonden lichtstroom in lumen

$$\Phi = M \int_{0{,}36\ \mu}^{0{,}78\ \mu} E\,(\lambda, T)\ V\,(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De lichtsterkte in de richting loodrecht op het beschouwde vlakje van 1 cm², hetgeen niet anders is dan de helderheid B, is ingevolge de wet van Lambert gelijk aan $(1/\pi) \times$ de lichtstroom, zodat

$$B = \frac{\Phi}{\pi} = \frac{M}{\pi} \int E\,(\lambda, T)\ V\,(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda. \quad . \quad (2)$$

De vaststelling van de nieuwe kaars houdt nu in, dat voor $T = T_{\mathrm{Pt}}$, de stoltemperatuur van platina, $B = 60$ moet zijn, zodat

$$60 = \frac{M}{\pi} \int E\,(\lambda, T_{\mathrm{Pt}})\ V\,(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda \quad . \quad . \quad (2a)$$

Elimineert men door deling M uit (2) en (2a), dan vindt men

$$B = 60\ \frac{\int E\,(\lambda, T)\ V\,(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda}{\int E\,(\lambda, T_{\mathrm{Pt}})\ V\,(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda}. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Men kan hieruit B bepalen door $E(\lambda,T)$ met behulp van de bekende formule van Planck,

$$E\,(\lambda, T) = c_1\ \frac{\lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda T} - 1}, \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

te berekenen en verder de waarde van T_{Pt} in te vullen.

Indien, voor alle golflengten van het zichtbare spectrum, $c_2/\lambda T > 7$, dan is de noemer met voldoende nauwkeurigheid (0,1%) gelijk aan $\exp\,(c_2/\lambda T)$, zodat formule (4) mag worden vervangen door de zg. formule van Wien:

$$E\,(\lambda, T) = c_1\ \lambda^{-5}\ e^{-c_2/\lambda T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4a)$$

Dit is het geval voor $T < 3000$ °K ($\lambda \leqq 0{,}7\ \mu$), terwijl, als men zich tevreden stelt met een nauwkeurigheid van 1% in het midden van het spectrum ($\lambda = 0{,}6\ \mu$), formule (4a) zelfs tot $T \approx 5000$ °K bruikbaar is.

Nu zijn de waarden van c_1 en c_2 min of meer onzeker [2]).

Wat c_1 betreft, levert dit geen moeilijkheden, daar deze grootheid niet in formule (3) optreedt. Wel echter is deze formule afhankelijk van de waarde van c_2. In dit artikel stellen wij

$$c_2 = 14385\ \mu\ °\mathrm{K},$$

in overeenstemming met de theoretische waarde $c_2 = c\,h/k$ (c = lichtsnelheid, h = constante van Planck, k = constante van Boltzmann), welke door Dumond en Cohen [3]) is meegedeeld, nl. $14384{,}7 \pm 1{,}9$.

[2]) Zie bijv. W. de Groot, De internationale temperatuurschaal boven 1000 °C, Ned. T. Natuurk. **7**. 34-38, 1940.

[3]) J. W. M. Dumond en C. R. Cohen, Our knowledge of the atomic constants F, N, m and h in 1947, and of other constants derivable therefrom, Rev. mod. Phys. **20**, 82-108, 1948 (No. 1); zie ook R. T. Birge, New table of values of the general physical constants (as of August 1941), Rev. Mod. Phys. **13**, 233-239, 1941 en Rep. Progress Phys. London **7**, 126-134, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Formule (3) hangt niet alleen expliciet van de waarde van c_2 af, maar ook impliciet, doordat de waarde welke men aan T_{Pt} moet toekennen, eveneens van c_2 afhangt (2041,7 °K bij $c_2 = 14385$).

Wat de waarde van het platinastolpunt betreft, hierover zij het volgende opgemerkt. Temperaturen boven 1336 °K worden meestal bepaald door de straling van een zwart lichaam monochromatisch te vergelijken met die van een zwart lichaam op de temperatuur van smeltend goud, welke temperatuur nauwkeurig bekend is ($T_{Au} = 1336$ °K), daar deze met de gasthermometer gemeten kan worden. De gevraagde temperatuur moet dan uit de gemeten stralingsverhouding worden afgeleid met behulp van de formule van Planck (of Wien), waarbij voor c_2 een zekere waarde moet worden aangenomen (de zg. internationale temperatuurschaal (1931) schrijft de waarde $c_2 = 14320$ μ °K voor).

Bij gebruikmaking van de formule van Wien volgt nu

$$\frac{1}{T_{Au}} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \ln R, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

waarin R de bedoelde monochromatische stralingsverhouding voorstelt. Zou men de onbekende temperatuur T nog langs een andere weg kunnen meten, bijv. ook met de gasthermometer, dan zou men hierin een middel hebben om c_2 te bepalen. Voor de smeltpunten van Ni en Co is dit onlangs gedaan door Van Dusen en Dahl [4]), gebruik makend van met dezelfde metaalmonsters verrichte gasthermometrische bepalingen van Day en Sosman. Zij vonden $c_2 = 14382 \pm 6$ μ °K, hetgeen in overeenstemming is met de „theoretische" waarde 14385, terwijl het tevens bewijst dat de in de internationale temperatuurschaal aangenomen waarde 14320 te laag is.

Voor het stolpunt van platina, dat niet meer met de gasthermometer kan worden gemeten, vindt men:

$$R = R_0 = 299{,}0 \quad \text{bij} \quad \lambda = \lambda_0 = 6528 \text{ Å} = 0{,}6528 \ \mu.$$

Voor T_{Pt} geldt dus volgens formule (5):

$$\frac{1}{T_{Au}} - \frac{1}{T_{Pt}} = \frac{\lambda_0 \ln R_0}{c_2} = \frac{3{,}72125}{c_2}.$$

Indien men deze waarden van T_{Pt} en c_2 in formule (3) invoert, vindt men voor B als functie van T de in *tabel I* opgegeven getallen. Het verband, dat in *fig. 1* grafisch is voorgesteld, kan bij benadering worden weergegeven door de formule

$$\log B = 7{,}224^5 - 11{,}437\left(\frac{1000}{T}\right) + 0{,}648\left(\frac{1000}{T}\right)^2, \quad (6)$$

welke geldt van $T = 1000$ °K tot $T \approx 5000$ °K [5]).

[4]) M. S. van Dusen en A. I. Dahl, J. Res. Nat. Bur. Stand. **39**, 291-295, 1947 (No. 3).

[5]) Dat een formule van deze gedaante moet gelden, althans wat de beide eerste termen betreft, kan men opmaken uit het feit, dat monochromatisch, volgens de formule van Wien, de straling, en dus ook de helderheid, evenredig is met exp $(-c_2/\lambda T)$. Daar het zichtbare spectraalgebied kan worden opgevat als een tamelijk smalle band rondom de golflengte $\lambda = 0{,}555$ μ, volgt hieruit:

$$\ln B = A - B/T,$$

waarin A een constante is en $B \approx c_2/0{,}555$. Deze formule is reeds door Nernst gegeven; zie ook W. Geiss, Das Licht **13**, 19-36, 1943, en E. F. Caldin, Proc. Phys. Soc. London **57**, 440-443, 1945.

Tabel I. De helderheid B van een zwarte straler (in nieuwe k/cm²) als functie van de absolute temperatuur T, voor $c_2 = 14385$ μ °K en $T_{Pt} = 2041{,}7$ °K.

T (°K)	$B\,(T)$ (nk/cm²)
1000	0,000273
1200	0,0139
1400	0,243
1600	2,14
1800	11,76
2000	46,5
2041,7	**60**
2200	145
2400	373
2600	835
2800	1670
3000	3050
3500	10220
4000	25500
4500	51900
5000	91800

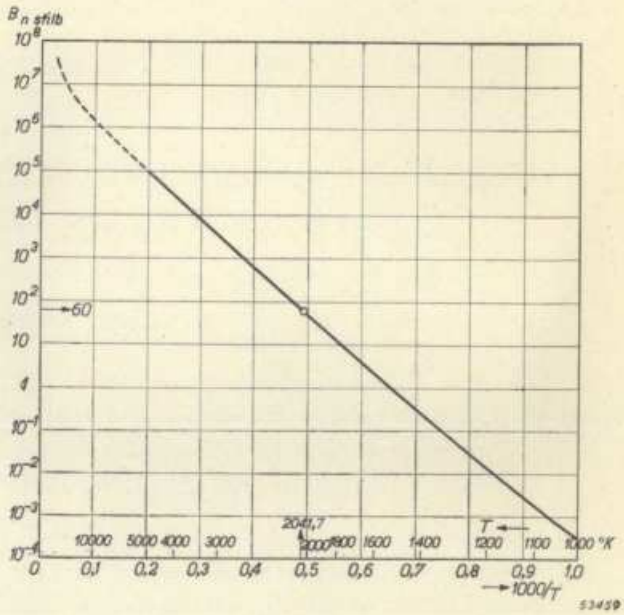


Fig. 1. Grafische voorstelling van de helderheid B (in n stilb, = nk/cm²) van een zwarte straler als functie van de absolute temperatuur T, volgens de waarden die vermeld zijn in tabel I.

Voor $T > 5000$ °K neemt B sneller toe met T dan door formule (6) wordt weergegeven. Men kan aantonen, dat, voor $T \to \infty$, log B nadert tot (const. + log T), terwijl (6) voor $T = \infty$ zou geven: log $B = 7{,}224^5$.

Het mechanische lichtaequivalent

Om het mechanische lichtaequivalent M te berekenen, kan men gebruik maken van formule (2a) in combinatie met (4) resp. (4a). Men ziet, dat M eveneens afhankelijk is van de waarde van c_2, maar bovendien van die van c_1. Voor de invloed van deze twee grootheden op M kan men de volgende betrekking afleiden:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\frac{dM}{M} = -\frac{dc_1}{c_1} + \frac{dc_2}{770},$$

waarin c_2 in μ °K is uitgedrukt.

Substitueert men bij de berekening van M voor c_1 de door Birge (1941) aanbevolen waarde

$$c_1 = 3{,}7403 \cdot 10^4\ W\mu^4/cm^2$$

en voor c_2 de waarde

$$c_2 = 14385\ \mu\ °K,$$

dan vindt men $M = 683$ nieuwe lumen/watt [6]).

Men zou deze waarde gaarne vergelijken met een directe experimentele bepaling van de grootheid M. In de literatuur vindt men hierover echter slechts schaarse gegevens. Meestal worden berekende waarden opgegeven (met andere waarden voor c_1 en c_2, en een andere lichteenheid). Men kan M direct bepalen bijv. door van een lichtbron enerzijds de lichtsterkte te meten, en anderzijds de spectrale energieverdeling in absolute maat. Dit is o.a. door Krefft en Pirani [7]) bij een natriumlamp gedaan, met als resultaat $M = 694 \pm 15$ Hefnerlumen/watt $= 640 \pm 15$ nieuwe lumen/watt. Het verschil met de berekende waarde, 683 nlm/W, is dus vrij aanzienlijk. Herhaling van dergelijke metingen is gewenst. Echter zal men daarbij moeten bedenken dat voor geen enkele waarnemer de spectrale kromme der ooggevoeligheid precies overeenstemt met de internationale ooggevoeligheidsfunctie $V(\lambda)$. Men zal dus de waarnemers streng moeten selecteren en liefst een groot aantal waarnemers aan het onderzoek laten deelnemen.

[6]) Berekent men M met de waarde van c_2 welke in de internationale temperatuurschaal is aangenomen, nl. $c_2 = 14320\ \mu$ °K, en met $c_1 = 3{,}7403 \cdot 10^{-16}$ W · m², dan vindt men $M = 627$ nlm/W. Zie ook E. F. Caldin, Proc. Phys. Soc. London **58**, 207-210, 1946.

[7]) H. Krefft en M. Pirani, Z. techn. Phys. **13**, 367-369, 1932.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1760: C. J. Bouwkamp: On the construction of simple perfect squares (Proc. Kon. Akad. Wetensch. Amsterdam **50**, 1296-1299, 1947, No. 10).

Dit artikel bevat enige aanvullingen op vroeger door de schrijver gegeven beschouwingen (zie deze overzichten, No. **1719-1721**).

1761: Balth. van der Pol: An electro-mechanical investigation of the Riemann Zeta function in the critical strip (Bull. Am. Math. Soc. **53**, 976-981, 1947, No. 10).

Een bekende voorstelling van de ζ-functie van Riemann [$\zeta(s)$] geldig voor $\mathrm{Re}\, s > 1$ wordt analytisch voortgezet in het gebied $0 < \mathrm{Re}\, s < 1$. Deze voorstelling kan voor $s = {}^1/_2 + ti$ worden geschreven als een Fourier-integraal van een soort zaagtandfunctie. De nulpunten en maxima van deze functie worden verkregen door een electro-optische methode, waarbij de Fourier-integraal door een Fourier-reeks wordt benaderd. Een sectorschijf aan welks omtrek de zaagtandfunctie is uitgesneden, draait vóór een fotocel en van de resulterende periodieke tijdfunctie worden de amplituden der boventonen als functie van hun rangnummer gemeten.

1762: A. Cramwinckel: The sensitivity of various phototubes as a function of the color temperature of the light source (J. Soc. Mot. Pict. Eng. **49**, 523-529, 1947, No. 6).

Een methode wordt beschreven om de gevoeligheid van de verschillende typen van fotocellen (CsO, vacuum en met gas gevuld, Cs-Sb vacuum, Se) te meten als functie van de temperatuur van de lichtbron (wolfraambandlamp). De resultaten worden vergeleken met de functie die de oppervlaktehelderheid als functie van de tempertuur weergeeft. Voor lichtbronnen met hoge kleurtemperatuur (3000 °K) is de Cs-Sb-cel minstens twee maal zo gevoelig als de CsO-vacuumcel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!